

Kernstrukturuntersuchungen an  $^{180,181}\text{Os}$   
durch Messung elektromagnetischer  
Übergangswahrscheinlichkeiten  
und  
Weiterentwicklung von Analysesoftware

Inaugural-Dissertation  
zur Erlangung des Doktorgrades  
der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät  
der Universität zu Köln

vorgelegt von  
Thomas Pissulla  
aus Altdöbern

Köln, 2014

Berichtersteller:

Priv.-Doz. Dr. Alfred Dewald  
Prof. Dr. Jan Jolie

Tag der mündlichen Prüfung: 14. Januar 2014

Berichte aus der Physik

Thomas Pissulla

**Kernstrukturuntersuchungen an  $^{180,181}\text{Os}$  durch  
Messung elektromagnetischer Übergangs-  
wahrscheinlichkeiten und Weiterentwicklung  
von Analysesoftware**

D 38 (Diss. Universität Köln)

Shaker Verlag  
Aachen 2014

**Bibliografische Information der Deutschen Nationalbibliothek**

Die Deutsche Nationalbibliothek verzeichnet diese Publikation in der Deutschen Nationalbibliografie; detaillierte bibliografische Daten sind im Internet über <http://dnb.d-nb.de> abrufbar.

Zugl.: Köln, Univ., Diss., 2014

Copyright Shaker Verlag 2014

Alle Rechte, auch das des auszugsweisen Nachdruckes, der auszugsweisen oder vollständigen Wiedergabe, der Speicherung in Datenverarbeitungsanlagen und der Übersetzung, vorbehalten.

Printed in Germany.

ISBN 978-3-8440-2629-0

ISSN 0945-0963

Shaker Verlag GmbH • Postfach 101818 • 52018 Aachen

Telefon: 02407 / 95 96 - 0 • Telefax: 02407 / 95 96 - 9

Internet: [www.shaker.de](http://www.shaker.de) • E-Mail: [info@shaker.de](mailto:info@shaker.de)

# Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit beschreibt die Auswertung und die Ergebnisse einer Recoil-Distance-Doppler-Shift (RDDS)-Lebensdauerermessung, die mit dem Kölner Koinzidenzplunger am GASP-Spektrometer der Laboratori Nazionali di Legnaro in Legnaro/Italien durchgeführt wurde.

Ziel der Messung an  $^{180}\text{Os}$  war der Test darauf, ob der Kern mit Hilfe der X(5)-Symmetrie [Iac01] beschrieben werden kann. Dieses Modell erlaubt die Beschreibung von Atomkernen am Phasenübergang zwischen sphärischen und axial-deformierten Kernen.

Es konnten 14 Lebensdauern in  $^{180}\text{Os}$  bestimmt werden, von denen elf bisher nicht veröffentlicht waren. In einer Nebenreaktion wurde der Nachbarkern  $^{181}\text{Os}$  erzeugt, in dem zusätzlich sechs Lebensdauern (davon fünf bisher nicht veröffentlicht) bestimmt werden konnten.

Hinsichtlich der Anregungsenergien und der Übergangswahrscheinlichkeiten der Grundzustandsbande verhält sich  $^{180}\text{Os}$  wie andere bisher identifizierte X(5)-Kerne. Eine Abweichung von den X(5)-Vorhersagen tritt bei den Interbandenübergängen aus der ersten angeregten  $K^\pi=0^+$ -Bande in die Grundzustandsbande auf, deren Stärken nicht vollständig mit dem X(5)-Modell beschrieben werden können. Eine IBM-I-Rechnung wurde durchgeführt um dieses Verhalten qualitativ zu beschreiben.

Aus den Koinzidenzspektren konnte zudem ein Verzweigungsverhältnis bestimmt und mit dem veröffentlichten Wert verglichen werden. Darüber hinaus konnte eine in der Literatur getroffene Zuordnung eines K-Wertes zu einer angeregten Bande negativer Parität experimentell bestätigt werden. Der Bereich der Bandenkreuzung zwischen Yrastbande und S-Bande wurde zudem mit Hilfe einer Mischungsrechnung untersucht.

Der Kern  $^{181}\text{Os}$  konnte im Rahmen des PTRM beschrieben werden. Ein Set von Parametern lieferte für drei Banden eine konsistente Beschreibung.

Die im Institut für Kernphysik der Universität zu Köln genutzte Software zur Analyse von Lebensdauerdaten und die einschlägigen Anleitungen wurde überarbeitet. Auch neue Ana-

lysesoftware wurde programmiert und im Rahmen der vorliegenden Arbeit erstmalig vorgestellt.

# Abstract

This work describes the analysis and the results of a Recoil Distance Doppler-shift experiment which was performed using the Cologne plunger at the GASP spectrometer in Legnaro/Italy.

The aim was to test whether  $^{180}\text{Os}$  can be described using the X(5) model, introduced by Iachello [Iac01].

From the experimental data 14 lifetimes in  $^{180}\text{Os}$  (11 not yet published) and 6 lifetimes in  $^{181}\text{Os}$  (5 not yet published) were obtained.

Regarding excitation energies and intraband transition strengths  $^{180}\text{Os}$  can be reasonably described by the X(5) model, while this is not possible for the interband transition strengths between beta and ground state band. The effect is investigated using an IBM-I fit.

From the coincidence spectra one branching ratio could be derived. A K-assignment, made in the literature for a negative parity band, could be confirmed experimentally. Additionally a mixing calculation was used to study the s-band crossing at  $I=14\hbar$ .

The nucleus  $^{181}\text{Os}$  can be described reasonably well in the framework of the PTRM, using one set of parameters for the three bands.

Beyond this, new software for the analysis of lifetime data was developed and existing software was updated to fulfil recent needs.





# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung &amp; Motivation</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Methodik</b>	<b>7</b>
2.1	Die RDDS-Methode . . . . .	7
2.1.1	Anwendungsbereich der RDDS-Methode . . . . .	9
2.1.2	Bemerkungen zur Rückstoßgeschwindigkeit . . . . .	9
2.2	Die DDC-Methode . . . . .	10
2.2.1	Besonderheiten bei $\gamma\gamma$ -Koinzidenzmessungen . . . . .	11
<b>3</b>	<b>Analysesoftware</b>	<b>15</b>
3.1	Neuentwicklungen . . . . .	16
3.1.1	LabGATE . . . . .	16
3.1.2	LabSpecSim (Lassie) . . . . .	17
3.1.3	LabMeanTau . . . . .	19
3.2	Überarbeitung von Napatau . . . . .	19
<b>4</b>	<b>Die Messung am GASP-Spektrometer</b>	<b>25</b>
<b>5</b>	<b>Datenauswertung</b>	<b>29</b>
5.1	Datenaufbereitung . . . . .	29
5.2	Abstandseichung . . . . .	31
5.3	Abstandsnormierung . . . . .	32
5.4	Rückstoßgeschwindigkeit . . . . .	33
5.5	Bestimmung von Lebensdauern . . . . .	33

5.5.1	Finden geeigneter Gates . . . . .	35
5.5.2	Intensitätsbestimmung . . . . .	37
5.6	Breiteneichung . . . . .	37
5.7	Lebensdauerbestimmung . . . . .	38
<b>6</b>	<b>Ergebnisse</b>	<b>39</b>
6.1	Lebensdauern in $^{180}\text{Os}$ . . . . .	39
6.1.1	Die Grundzustandsbande . . . . .	39
6.1.2	Weitere Lebensdauern in $^{180}\text{Os}$ . . . . .	44
6.1.3	Korrektur kurzer Lebensdauern . . . . .	46
6.2	Bestimmung des Verzweungsverhältnisses beim Zerfall des $16_1^+$ -Zustands .	49
6.3	Lebensdauern in $^{181}\text{Os}$ . . . . .	53
6.3.1	Die $1/2[521]$ -Bande . . . . .	54
6.3.2	Die $9/2+[624]$ -Bande . . . . .	55
<b>7</b>	<b>Theoretische Grundlagen &amp; verwendete Kernmodelle</b>	<b>59</b>
7.1	Grundlegende Gleichungen . . . . .	59
7.2	Mischung von Zuständen . . . . .	60
7.3	Geometrische Kernmodelle . . . . .	63
7.3.1	Das Rotationsmodell . . . . .	63
7.3.2	Das General Collective Model (GCM) . . . . .	64
7.4	Das Interacting Boson Model (IBM-1) . . . . .	65
7.4.1	Die $X(5)$ -Symmetrie . . . . .	68
7.5	Particle-Triaxial-Rotor Model (PTRM) . . . . .	70
<b>8</b>	<b>Diskussion</b>	<b>71</b>
8.1	Der Kern $^{180}\text{Os}$ . . . . .	71
8.1.1	Vorbemerkungen . . . . .	71
8.1.2	Beschreibung des Kerns $^{180}\text{Os}$ im Rahmen der $X(5)$ -Symmetrie . . . . .	72
8.1.3	Beschreibung von $^{180}\text{Os}$ im Rahmen weiterer Kernmodelle . . . . .	79

8.1.4 Die Banden negativer Parität in $^{180}\text{Os}$ . . . . .	84
8.1.5 Bandenkreuzung in $^{180}\text{Os}$ . . . . .	87
8.2 Der Kern $^{181}\text{Os}$ . . . . .	97
8.2.1 Beschreibung von $^{181}\text{Os}$ im Rahmen des PTRM . . . . .	97
8.3 Schlussbemerkungen . . . . .	101
<b>Literatur</b>	<b>103</b>
<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>113</b>
<b>Tabellenverzeichnis</b>	<b>116</b>
<b>Anhänge</b>	<b>119</b>
<b>A Wirkungsquerschnitte der gemessenenen Reaktionen</b>	<b>121</b>
A.1 CASCADE-Rechnung für die Reaktion $^{150}\text{Nd} + ^{36}\text{S}$ . . . . .	121
<b>B Technische Angaben</b>	<b>123</b>
B.1 Winkelzuordnung der Detektoren des GASP-Spektrometers . . . . .	123
<b>C Ergebnisse der Breiteneichung</b>	<b>125</b>
<b>D Ergebnisse der Effizienzeichung</b>	<b>127</b>
<b>E Verzweigungsverhältnis des <math>16_1^+</math></b>	<b>131</b>
<b>F Eigenenergien des <math>X(5)</math>-Hamiltonians für verschiedene <math>a</math></b>	<b>133</b>
<b>G <math>\tau</math>-Plots</b>	<b>135</b>

<b>Veröffentlichungen</b>	<b>151</b>
<b>Teilveröffentlichungen</b>	<b>151</b>
<b>Sonstige Veröffentlichungen</b>	<b>151</b>
<b>Danksagungen</b>	<b>159</b>
<b>Erklärung</b>	<b>161</b>
<b>Lebenslauf</b>	<b>163</b>

# Kapitel 1

## Einleitung & Motivation

Der Untersuchung von Formphasenübergängen in Atomkernen wurden in jüngster Vergangenheit eine Vielzahl von Studien gewidmet, wie [Krü02, Ton04, Dew05, Cap05, Bij03, Bon04, Cej04] um nur einige zu nennen. Anstoß zu diesen experimentellen und theoretischen Arbeiten, die teilweise bis heute andauern, gaben die durch Iachello eingeführten  $E(5)$ - bzw.  $X(5)$ -Symmetrien [Iac00, Iac01], die die kritischen Punkte an den Übergängen zwischen  $U(5)$  und  $O(6)$  bzw.  $U(5)$  und  $SU(3)$  beschreiben.<sup>1</sup>

Experimentelle Belege für Iachellos  $X(5)$ -Symmetrie wurden zuerst in Kernen im Massenbereich um  $A=150$  [Cas01, Krü02, Ton04], später mit  $^{176}\text{Os}$  [Mel11] und  $^{178}\text{Os}$  [Möl05a] auch in der Massenregion um  $A=180$  gefunden (vgl. hierzu auch [Dew05, Möl05b, Dew06]).

Da die  $X(5)$ -Symmetrie Kerne am kritischen Punkt des Formphasenübergangs zwischen dem sphärischen Vibrator ( $U(5)$ ) und dem symmetrischen, starren Rotor ( $SU(3)$ ) beschreibt, erwartet man für die benachbarten Kerne in der Isotopenkarte deutlich andere Kernformen. Während bei der Massengegend um  $A=150$  der Phasenübergang mit sich ändernder (Valenz-)Neutronenzahl verläuft, ist anzunehmen, dass bei der Region um  $A=180$  die (Valenz-)Protonen die relevanten Einflussfaktoren sind. Die für den Nachweis des kritischen Punkts interessante Region erstreckt sich also mindestens über 12 gg-Kerne ( $N=100\text{--}104$ ) zwischen Wolfram und Quecksilber.

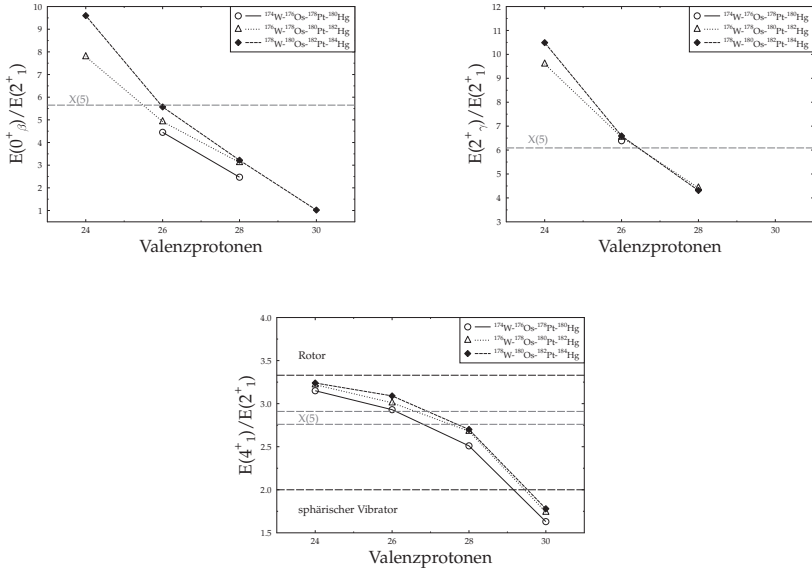
Um abzuschätzen, ob ein bestimmter Kern mit Hilfe der  $X(5)$ -Symmetrie beschrieben werden kann, sind definierte Energieverhältnisse (s.u.) gute Indikatoren, wobei diese aus den oftmals sehr genau bekannten Termschemata leicht abzuleiten sind. Als Parameter bieten sich beispielsweise folgende Verhältnisse an, für die sich im Rahmen der  $X(5)$ -Symmetrie Vorhersagen treffen lassen:  $E(4_1^+)/E(2_1^+)$  (oftmals auch als  $R_{4/2}$  bezeichnet),  $E(2_2^+)/E(2_1^+)$  so-

---

<sup>1</sup>Vertiefte Ausführungen zu Iachellos Arbeiten finden sich weiter unten im Kapitel 7. Nachfolgende Aussagen gelten – wie die  $E(5)$ - bzw.  $X(5)$ -Symmetrie – für gg-Kerne.

wie  $E(0^+_{\beta})/E(2^+_1)$ .

Diese Größen sind für verschiedene Kerne der A=180-Massenregion in Abbildung 1.1 dargestellt bzw. – etwas vollständiger die Zahl der angegebenen Energieverhältnisse betreffend – in Tabelle 1.1 auch tabellarisch aufgeführt. Zum Vergleich sind neben den für Rotor-Kerne bzw. sphärische Kerne zu erwartenden Werten auch die Werte dargestellt, die sich nach der  $X(5)$ -Symmetrie ergeben und [Bij03] bzw. [Cap05] entnommen sind. Es ist erkennbar, dass auch  $^{180}\text{Os}$  ein aussichtsreicher „ $X(5)$ -Kandidat“ ist.



**Abbildung 1.1:** Im Text beschriebene Energieverhältnisse für verschiedene Kerne der A=180-Massenregion. Die einzelnen Punkte in den Abbildungen wurden aus optischen Gründen miteinander verbunden; zur Herkunft der Daten vgl. Tabellenüberschrift der Tabelle 1.1.

**Bemerkung zur  $\gamma$ -Bande:** Die Lage der  $\gamma$ -Bande ist in Iachello's Lösung ein freier Parameter (vgl. auch [Bij03]). Der in diesem Abschnitt angegebene bzw. dargestellte Wert für  $E(2^+_{\gamma})/E(2^+_{\gamma})$  entstammt der numerischen Lösung von Caprio [Cap05] für ein  $a = 200$  (vgl. dazu auch Anhang F).

**Tabelle 1.1:** Typische Energieverhältnisse, Daten aus: [Bro99, Bas06, Ach09, WU03, Sin10, Bag10]; Zum Vergleich sind X(5)-Vorhersagen aus [Bij03] bzw. [Cap05] sowie die Werte für Rotor und sphärischen Vibrator (*alle kursiv*) aufgeführt

	$R_{4_1/2_1}$	$R_{0\beta/2_1}$	$R_{4_\beta/2_\beta}$	$R_{2_\gamma/2_1}$	$R_{3_\gamma/2_\gamma}$	$R_{4_\gamma/2_\gamma}$
$^{180}\text{Hg}$	1.63					
$^{182}\text{Hg}$	1.74					
$^{184}\text{Hg}$	1.78	1.02 <sup>a</sup>	1.74 <sup>a</sup>			
<i>spärisch</i>	2.00					
$^{178}\text{Pt}$	2.51	2.47 <sup>a</sup>	2.74 <sup>a</sup>			
$^{180}\text{Pt}$	2.68	3.12	2.01	4.42	1.42	1.54
$^{182}\text{Pt}$	2.70	3.22 <sup>a</sup>	2.08 <sup>a</sup>	4.31	1.41	1.59
X(5) <sup>b</sup>	2.91/2.76	5.65/5.65	2.80/2.33	—/6.09	1.09/1.14	1.20/1.33
$^{176}\text{Os}$	2.93	4.45	3.01	6.39	1.20	1.41
$^{178}\text{Os}$	3.01	4.92 <sup>a</sup>	3.09 <sup>a</sup>	6.54 <sup>c</sup>	1.19 <sup>c</sup>	1.40 <sup>c</sup>
$^{180}\text{Os}$	3.09	5.57	3.34	6.59	1.18	1.38
$^{174}\text{W}$	3.15					
$^{176}\text{W}$	3.22	7.79 <sup>a</sup>	3.16 <sup>a</sup>	9.60 <sup>d</sup>	1.13 <sup>d</sup>	1.27 <sup>d</sup>
$^{178}\text{W}$	3.24	9.60 <sup>e</sup>	3.89 <sup>e</sup>	10.49	1.11	1.24
<i>Rotor</i>	3.33	$\infty$		$\infty$		

<sup>a</sup> Erste angeregte  $K^\pi=(0^+)$ -Bande; nicht als  $\beta$ -Bande ausgewiesen.

<sup>b</sup> Vorhergesagte X(5)-Werte aus [Bij03] / [Cap05].

<sup>c</sup> Erste angeregte  $K^\pi=(2^+)$ -Bande; nicht als  $\gamma$ -Bande ausgewiesen.

<sup>d</sup> Als 'quasi- $\gamma$ -vibrational band' bezeichnet.

<sup>e</sup> Die Energie des  $0^+$ -Bandenkopfes der  $\beta$ -Bande wurde durch Fit der Sequenz  $2^+-8^+$  mit einem konstanten Trägheitsmoment von  $\hbar^2/2\mathcal{J}=12.58$  keV extrapoliert.

Die Energieverhältnisse alleine erlauben jedoch noch keine definitive Aussage. Zusätzlich müssen auch Übergangswahrscheinlichkeiten berücksichtigt werden.

Eine Möglichkeit, absolute Übergangswahrscheinlichkeiten zu bestimmen, sind Lebensdauermessungen, die für viele Kerne der Region bereits durchgeführt und ausgewertet worden sind oder die sich gegenwärtig in der Auswertung befinden. Eine entsprechende Übersicht ist in Tabelle 1.2 wiedergegeben, die graphische Darstellung findet sich in Abbildung 1.2.

**Tabelle 1.2:** Veröffentlichte Lebensdaueremessungen für die im Text genannten Nuklide; unveröffentlichte Messungen der Kölner Plungergruppe *sind kursiv gesetzt*.

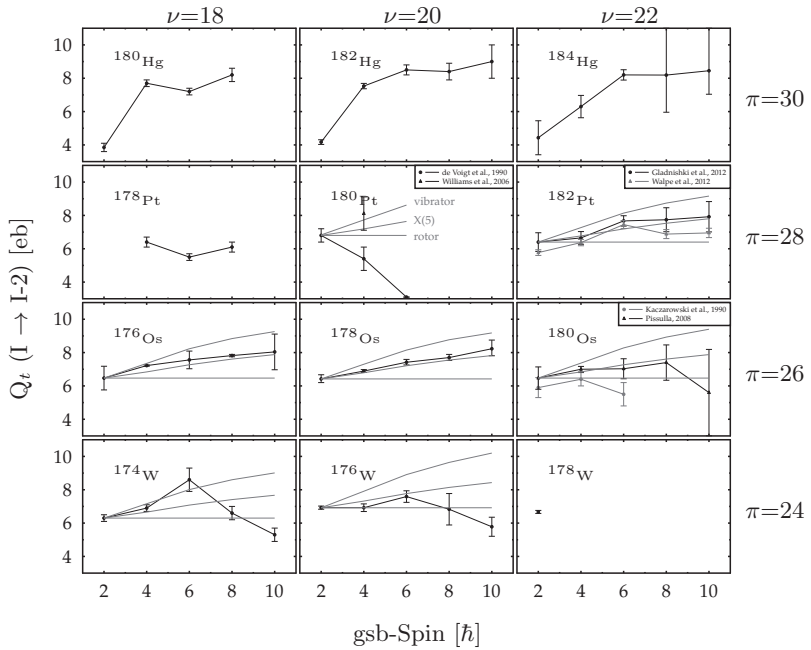
Nuklid	Referenz(en) (Messmethode)	Kommentare
$^{180}\text{Hg}$	[Gra09] (RDDS)	Auswertung mittels Koinzidenz-DDCM [Dew89, Böh91]
$^{182}\text{Hg}$	[Gra09] (RDDS)	DDCM
$^{184}\text{Hg}$	[Rud73] (RDM), [Ma86] (DSAM)	
$^{178}\text{Pt}$	[Dra86] (RDM)	<i>neu gemessen durch Kölner Plungergruppe – Auswertung läuft</i>
$^{180}\text{Pt}$	[DV90] (RDM), [Wil06] (RDDS)	<i>neu gemessen durch Kölner Plungergruppe – Auswertung läuft</i>
$^{182}\text{Pt}$	[Gla12, Wal12] (RDDS)	DDCM
$^{176}\text{Os}$	[Mel11] (vgl. auch [Dew05, Möl05b]) (RDDS)	DDCM; [Möl05b] used fast timing
$^{178}\text{Os}$	[Möl05a] (RDDS)	DDCM
$^{180}\text{Os}$	[Kac90] (RDM), [Pis08] (RDDS)	[Pis08]: DDCM
$^{174}\text{W}$	[Gas87] (RDM)	
$^{176}\text{W}$	[Fri10], vgl. auch [Fra11] (RDDS)	DDCM
$^{178}\text{W}$	[Rud10]	Elektronenkonversionsspektroskopie am IKP Köln

Hinsichtlich des  $^{180}\text{Os}$  bestätigen die von Kaczarowski *et al.* [Kac90] publizierte Lebensdauern zwar die vermutete X(5)-Artigkeit nicht, allerdings liegen hier die Fehler im Bereich von 12–25%. Desweiteren konnte die in [Kac90] berichtete Lebensdauer des  $2_1^+$ -Zustands von Möller *et al.* [Möl05b] nicht bestätigt werden, weshalb insgesamt eine erneute Messung der Lebensdauern zur Erörterung der X(5)-Frage notwendig war. Diese wurde zunächst am Tandembeschleuniger des Instituts für Kernphysik der Universität zu Köln durchgeführt, dessen Ergebnisse in [Pis08] dargestellt sind. Allerdings erlauben die darin ermittelten reduzierten Übergangswahrscheinlichkeiten keine eindeutige Aussage darüber, ob  $^{180}\text{Os}$  mit Hilfe der X(5)-Symmetrie zu beschreiben ist oder nicht.

Zur Klärung wurde an den Laboratori Nazionali di Legnaro (LNL) in Italien eine erneute Messung an  $^{180}\text{Os}$  durchgeführt, deren Auswertung und Ergebnisse in dieser Arbeit beschrieben und diskutiert werden. Die Auswertung erfolgte mit Hilfe der *Differential Decay Curve Method* (DDCM) [Dew89, Böh93], welche die gängige Methode zur Bestimmung von Lebensdauern aus derartigen Messungen ist; eine gute Übersicht hierzu liefert [Dew12].

Aus einer Nebenreaktion konnten zudem Lebensdauern in  $^{181}\text{Os}$  bestimmt werden, die Rückschlüsse auf die Struktur des Kerns erlauben und in der vorliegenden Arbeit ebenfalls diskutiert werden. Während der Auswertung wurden einige wesentliche Änderungen an der am Institut für Kernphysik der Universität zu Köln genutzten Analysesoftware für Lebensdauerdaten vorgenommen, die weiter unten ausführlich beschrieben werden.





**Abbildung 1.2:** Übergangsquadrupolmomente ( $Q_t$ -Werte) der Grundbande verschiedener Kerne in der  $A=180$ -Massenregion. Quellen: vgl. Tabelle 1.2.



# Kapitel 2

## Methodik

Wie bereits in der Einleitung dieser Arbeit erwähnt wurde, ist das Standard-Analyseverfahren für Daten einer Recoil-Distance-Doppler-Shift-Messung (RDDS-Messung) die Differential-Decay-Curve-Methode (DDCM). Auf beide Verfahren soll im Folgenden näher eingegangen werden.

### 2.1 Die RDDS-Methode

Mit Hilfe dieser Methode können unter Ausnutzung des Dopplereffekts Lebensdauern angeregter Kernzustände im Picosekundenbereich bestimmt werden. Der Plunger wiederum ist ein Instrument zur Messung von Lebensdauern mit Hilfe der RDDS-Methode. Er verfügt über die Möglichkeit zwei Folien (Target und Stopper innerhalb der Streukammer; in der Abbildung 2.1 kugelförmige Kammer links) planparallel in einem Abstand zwischen wenigen Mikrometern bis zu einigen Millimetern zu positionieren und diese Position auch in Strahlbetrieb zu halten. Dazu wird ein auf [Ale70] zurückgehendes Regelungssystem genutzt, welches kontinuierlich die Kapazität zwischen beiden Folien misst und mit Hilfe eines Piezoaktuators Abweichungen vom Sollabstand nachregelt.

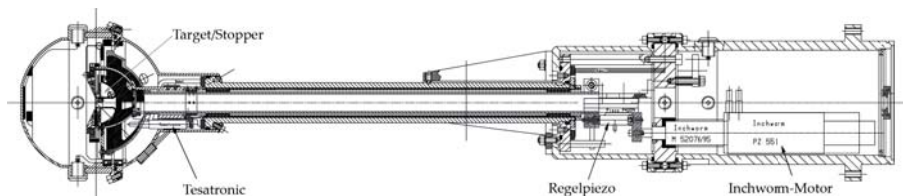
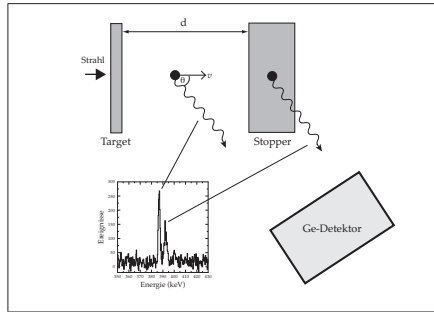


Abbildung 2.1: Der Kölner Plunger, aus: [Dew98].

Zur weiteren Lektüre zu den Kölner Plungerapparaturen sei [Dew12] empfohlen, zur verwendeten Regelung [Pis08].

Die Qualität einer RDDS-Messung ist stark von der parallelen Anordnung beider Folien abhängig. Die Möglichkeit der präzisen Messung und der Variation des Folienabstandes ( $d$ ) kann dabei als *die* Voraussetzungen für die Bestimmung der Lebensdauern angesehen werden (vgl. auch [Kra87]). In Abbildung 2.2 wird die Situation nochmals verdeutlicht.



**Abbildung 2.2:** Schematische Darstellung der RDDS-Methode

Um den zu untersuchenden Kern in angeregtem Zustand<sup>1</sup> herzustellen, wird mit Hilfe eines Beschleunigers zunächst ein Ionenstrahl produziert. Dieser trifft auf das Target, wo in einer Kernreaktion (im vorliegenden Fall einer Fusionsverdampfungsreaktion) die zu untersuchenden Nuklide erzeugt werden, welche aufgrund des Impulsübertrags aus dem Target austreten. Diese auch Rückstoßkerne (*Recoils*) genannten Nuklide bewegen sich mit einer bestimmten Geschwindigkeit (der *Rückstoßgeschwindigkeit*<sup>2</sup>) in Richtung der Stopperfolie, in der sie durch Wechselwirkungen mit dem Stoppermaterial abgebremst werden.

Die (angeregten) Zustände der Recoils zerfallen unter Aussendung von  $\gamma$ -Strahlung, die von den verwendeten Detektoren (vgl. auch Abbildung 4.1) nachgewiesen wird. Je nach Bewegungszustand des Rückstoßkerns ist die Energie der  $\gamma$ -Quanten gemäß Gleichung (2.1) Doppler-verschoben.

$$E'_\gamma \approx E_S \approx E_U \cdot \left(1 + \frac{v}{c} \cdot \cos \theta\right). \quad (2.1)$$

<sup>1</sup>abhängig vom Wirkungsquerschnitt wird ein Cocktail von Nukliden erzeugt; ein entsprechender CASCADE-Output [Püh77] für die genutzte Reaktion findet sich in Anhang A.1 auf Seite 121.

<sup>2</sup>im Detail handelt es sich hier um eine Geschwindigkeitsverteilung, weitere Ausführungen dazu finden sich in Abschnitt 2.1.2

Hierbei ist  $E_U$  die Doppler-unverschobene Energie, die – nach dem Stoppen des Recoils – von allen Detektoren (winkelunabhängig) registriert wird. Der Polarwinkel  $\theta$  beschreibt die Lage des Detektors relativ zur Strahlachse<sup>3</sup>,  $v/c$  ist die Rückstoßgeschwindigkeit.

Im Spektrum ist somit die Intensität *eines* Übergangs auf *zwei* Komponenten verteilt: in den Flugpeak bei der Doppler-verschobenen Energie ( $E_S$ ) und den Stoppeak bei der tatsächlichen Übergangsenergie ( $E_U$ ).

Durch Variation der Flugstrecke  $d$  kann (abhängig von der Niveaulbensdauer und der Rückstoßgeschwindigkeit) das Verhältnis der Intensitäten von Flug- und Stoppeak zueinander gezielt beeinflusst werden. Diese Verhältnisse bei den jeweiligen Abständen bilden dann die Grundlage zur Bestimmung der Lebensdauer des entvölkerten Niveaus.

### 2.1.1 Anwendungsbereich der RDDS-Methode

Um mit Hilfe der RDDS-Methode eine Lebensdauer ermitteln zu können, muss diese innerhalb eines bestimmten Messbereiches liegen. Dieser ergibt sich zunächst aus der Rückstoßgeschwindigkeit und dem maximal einstellbaren Abstand  $d$ , welcher aufgrund von Raumwinkelwirkungen nicht beliebig vergrößert werden darf. Der Raumwinkel spielt dann eine Rolle, wenn der Abstand (also die Flugstrecke der Rückstoßkerne) so groß wird, dass die angenommene relative Lage der Detektoren nicht mehr stimmt, wenn also der Zerfall nicht mehr (annähernd) im Zentrum der Streukammer stattfindet.

Zusätzlich beeinflussen auch der minimal einstellbare Abstand und Abbremszeiten in der Stopperfolie den sensitiven Bereich. Beim in dieser Arbeit beschriebenen Experiment liegt der sensitive Bereich zwischen einer Nanosekunde und circa einer Picosekunde.

### 2.1.2 Bemerkungen zur Rückstoßgeschwindigkeit

Bei der Rückstoßgeschwindigkeit handelt es sich prinzipiell um eine Geschwindigkeitsverteilung. So haben Rückstoßkerne, die im vorderen Bereich des Targets erzeugt werden, aufgrund verschiedener Wechselwirkungen (elektronisches und nukleares Stopping) nach Verlassen des Targets eine andere Geschwindigkeit als solche, die am Ende des Targets entstehen. Im letzteren Fall ist zu beachten, dass die Schwerpunktsenergie am Targetende ebenfalls geringer ist und sich dadurch der Reaktionsquerschnitt ändert.

Diese Geschwindigkeitsverteilung beeinflusst die Form und die Breite des Flugpeaks insofern, als dass der Peak eine asymmetrische Form erhält. Die von langsameren Kernen aus-

---

<sup>3</sup>präzise: relativ zum Geschwindigkeitsvektor des Kerns; dieser ist aber in guter Näherung parallel zur Strahlachse.

gesandten  $\gamma$ -Quanten könnten demnach fälschlicherweise dem Stoppeak zugeordnet werden, was dann zu einer falschen (zu großen) Lebensdauer führt (vgl. hierzu beispielsweise [Sah04]). Eine weitere empfehlenswerte Veröffentlichung zu diesem Thema ist [Hacrt].

Der Abbremsvorgang im Stopper hat eine weitere Verbreiterung der Geschwindigkeitsverteilung zur Folge. Die Dauer des eigentlichen Bremsvorganges liegt beim vorliegenden Experiment in der Größenordnung von einer Picosekunde [Pet13]. Quanten, die während des Abbremsvorganges emittiert werden, haben eine detektierte Energie zwischen der total verschobenen und der unverschobenen Übergangsenergie, die sich im Spektrum nicht in einer dritten Linie sondern in einer Deformation des Stoppeaks äußert.

Die Einflüsse von Geschwindigkeitsverteilung und Abbremsseffekten auf die Peakform müssen bei der Auswertung berücksichtigt werden (vgl. dazu auch [Pet99]). Die Korrekturen sind umso wichtiger, je kürzer die Lebensdauer des entsprechenden Niveaus ist. Sie basieren auf einem Verfahren, bei welchem mit Hilfe von Monte-Carlo-Simulationen erzeugte Linienformen an die gemessenen Spektren angepasst werden. Auch in der vorliegenden Arbeit wurden entsprechende Korrekturen vorgenommen. Detaillierte Ausführungen dazu finden sich in Abschnitt 6.1.3.

## 2.2 Die DDC-Methode

Die Zerfallsfunktion eines Zustands, aus der sich dessen Lebensdauer bestimmt, ist abhängig von den Bevölkerungszeiten und Intensitäten *aller* bevölkernden Übergänge. Daraus folgt, dass für die präzise Bestimmung einer Lebensdauer die genaue Kenntnis all dieser Daten erforderlich ist. Durch Anwendung der DDC-Methode [Dew89, Böh93] wird die Auswertung insofern vereinfacht, als dass – insbesondere bei der Analyse von  $\gamma\gamma$ -Koinzidenzdaten – auf die explizite Kenntnis der Bevölkerungshistorie verzichtet werden kann.

Im Folgenden sollen die Grundzüge der Methode kurz umrissen werden, detaillierte Ausführungen seien der angegebenen Literatur überlassen.

In Abbildung 2.3 ist beispielhaft ein Ausschnitt aus einem allgemeinen Termschema dargestellt. Das Niveau, dessen Lebensdauer bestimmt werden soll, sei  $l_i$ . Es wird von höher liegenden Zuständen  $l_f$  bevölkert. Mit **B** wird hier ein  $l_i$  *direkt* bevölkernder Übergang (*feeder*) bezeichnet, **A** markiert einen  $l_i$  *direkt* entvölkernden Übergang; ein *indirekter* Feeder sei hingegen **C**.

Ausgehend vom radioaktiven Zerfallsgesetz wird in [Dew89, Böh93] die Grundgleichung

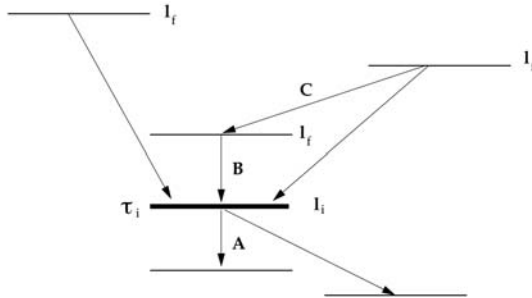


Abbildung 2.3: Schematisches Termschema

zur Berechnung der Lebensdauer eines Niveaus ( $\tau_i$ ) mit Hilfe der DDC-Methode abgeleitet. Sie lautet:

$$\tau_i(t) = \frac{-N_i(t) + \sum_f b_{fi} N_f(t)}{\frac{d}{dt} N_i(t)}. \quad (2.2)$$

Dabei sind:

$b_{fi}$  : Verzweungsverhältnis des Zerfalls von Niveau  $l_f$  in das Niveau  $l_i$

$N_z(t)$  : Zahl der nach der Zeit  $t$  aus  $l_z$  zerfallenen Kerne.

Die Zahl  $N_z(t)$  ist proportional zur Stoppppeak-Intensität  $I_z(t)$  des  $l_z$  entvölkernden Übergangs beim Abstand  $d = v \cdot t$ . In die Proportionalitätskonstante gehen unter anderem die Detektoreffizienz und der Winkelverteilungskoeffizient ein. Unabhängig davon hängt die Konstante auch vom Konversionskoeffizienten sowie vom Verzweungsverhältnis des Übergangs und einer Normierungskonstante (vgl. Kap. 5.3) ab.

Die Zeitentwicklung  $\frac{d}{dt} N_i$  erhält man durch Ableitung von an die  $N_i(t)$ -Werte angefitzten, stetig fortgesetzte Polynome.

## 2.2.1 Besonderheiten bei $\gamma\gamma$ -Koinzidenzmessungen

Die bisherigen Betrachtungen galten allgemein für Singles-Messungen. Mit Hilfe von  $\gamma\gamma$ -Koinzidenzen besteht die Möglichkeit, die Spektren von unerwünschten Linien zu säubern, indem auf einen Übergang in der gewünschten  $\gamma$ -Kaskade geschnitten (*gated*) wird.

Durch gezieltes Setzen der Gates ist es darüber hinaus möglich, das Problem des unbekannten Feedings, welches bei RDDS-Singles-Messungen besteht und die Lebensdauern verfälscht, zu lösen.

Die Gleichung (2.2) muss für die Anwendung auf  $\gamma\gamma$ -Koinzidenzspektren etwas modifiziert werden (vgl. [Böh93] bzw. etwas ausführlicher [Böh91]). Um diese Modifikationen zu veranschaulichen, werden zunächst  $X$  und  $Y$  als die Intensitäten zweier koinzidenter Übergänge angenommen. Die Abstrahlung von  $Y$  erfolge – zeitlich gesehen – vor der von  $X$ . Entsprechend wird das Ereignis mit  $\{Y, X\}$  bezeichnet.

Gemäß der Aufteilung der Linie in Flug- ( $S$ ) und Stoppeak ( $U$ ), kann nun auch das Koinzidenzereignis zerlegt werden:

$$\{Y, X\} = \{Y_S, X_S\} + \{Y_S, X_U\} + \{Y_U, X_S\} + \{Y_U, X_U\}. \quad (2.3)$$

Ein Kern, der während der Abstrahlung von  $Y$  bereits ruht, kann kein Dopplerverschobenes  $\gamma$ -Quant mehr aussenden, womit der Term  $\{Y_U, X_S\}$  aus Gleichung (2.3) entfällt.

Mit den Konventionen aus Abb. 2.3 und der Zerlegung aus Gleichung (2.3) lässt sich nun eine zu Gleichung (2.2) äquivalente Gleichung für Koinzidenzmessungen formulieren:

$$\tau_i(t_k) = \frac{\{C_S, A_U\}(t_k) - \alpha\{C_S, B_U\}(t_k)}{\frac{d}{dt}\{C_S, A_S\}(t_k)}. \quad (2.4)$$

Hierbei ist  $t_k$  die Flugzeit, die der Rückstoßkern für den Abstand  $d$  benötigt. Der flugzeitunabhängige Faktor  $\alpha$  berücksichtigt das Verzweungsverhältnis von einem direkten Feeder zu einem direkten entvölkernden Übergang, gemäß:

$$\alpha = \frac{\{C, A\}}{\{C, B\}} = \frac{\{C_S, A\}}{\{C_S, B\}} = \frac{\{C_S, A_U\} + \{C_S, A_S\}}{\{C_S, B_U\} + \{C_S, B_S\}}. \quad (2.5)$$

Ist eine Koinzidenzbedingung auf einen direkt bevölkernden Übergang  $B$  gesetzt (direktes Gaten), so reduziert sich Gleichung (2.4) nochmals zu:

$$\tau_i(t_k) = \frac{\{B_S, A_U\}(t_k)}{\frac{d}{dt}\{B_S, A_S\}(t_k)}. \quad (2.6)$$

Die Größen in den Gleichungen (2.2), (2.4) sowie (2.6) sind allesamt Observablen der Messung, die Lebensdauer lässt sich also bei Kenntnis der Target-Stopper-Abstände und der Rückstoßgeschwindigkeit aus den jeweiligen Spektren bzw. Schnittspektren direkt ermit-



tehn.

Die DDCM-Auswertung einer Koinzidenzmessung ist der Auswertung der Singles-Messung deutlich überlegen, da sich, wie bereits erwähnt, insbesondere die explizite Kenntnis der Bevölkerungshistorie des interessierenden Niveaus erübrigt. Die in den Erläuterungen zu Gleichung (2.2) erwähnte Berücksichtigung der Efficiency des Detektors ist vernachlässigbar, da Flug- und Stoppeak energetisch dicht beieinander liegen. Auch der dort erwähnte Einfluss der Winkelverteilung auf die Lebensdauer ist bei DDCM-Koinzidenzauswertungen nicht zu berücksichtigen, worauf unter anderem in [Böh91] hingewiesen wird. In [Pet01] wird zusätzlich gezeigt, dass bei Anwendung des direkten Gates auch die Deorientierung, also eine Zeitabhängigkeit der Winkelkorrelation, keinen Einfluss mehr auf die Lebensdauer hat.



# Kapitel 3

## Analysesoftware

Im Rahmen dieser Arbeit wurden nicht nur bereits bestehende Programme für die Datenanalyse verwendet sondern auch neue entwickelt bzw. existierende überarbeitet. Zum Einsatz kam dabei neben C, Perl(/Tk) oder bash als Programmiersprachen erstmalig in der Auswertung von Plungerdaten auch National Instruments' LabVIEW, welches bereits zur Regelung des Plungers eingesetzt wird. Dass LabVIEW nur recht umständlich in die bestehende Dateistruktur integriert werden kann, was notwendig ist, um auf experimentelle Randbedingungen zuzugreifen (bspw. die Ringzuordnung), wird durch die umfangreichen Möglichkeiten zur Erstellung grafischer Benutzeroberflächen (den sog. *Virtual Instruments* oder VIs) mehr als aufgewogen.

Ein weiterer Schwerpunkt der Arbeit lag im „Wissensmanagement“, also der Anpassung der bestehenden programmspezifischen aber auch übergeordneten Anleitungen im Bereich der Analyse von Lebensdauermessungen, die im IKP verfügbar sind. Der Fokus lag dabei auf den „klassischen“ Plunger-Auswertungen.

Die Notwendigkeit dafür resultierte zum Einen daraus, dass aufgrund modernerer Betriebssysteme oder der Weiterentwicklung von Analysesoftware bestimmte ältere Programme schlicht nicht mehr vorhanden waren bzw. eine Neukompilierung in keinem sinnvollen Verhältnis von Aufwand und Nutzen stünde. Zum Anderen ist durch die Vielzahl moderner Plungerapparaturen für verschiedene Anwendungen (radioaktive Strahlen, Tief-inelastische Reaktionen), die in verschiedenen Labors betrieben werden (vgl. bspw. [Rot11, Gad11]), die Zahl der Auswertemethoden gestiegen, was wiederum zu Parallelentwicklungen von Lebensdauer-Analysesoftware führt(e). Mit dieser Diversifizierung, die sich auch innerhalb der Plunger-Gruppe niederschlägt, geht eine Reduzierung sowohl derjenigen Gruppenmitglieder, die ihr spezifisches Wissen an die folgende „Generation“ weitergeben können als auch derjenigen, die dieses spezifische Wissen für ihre eigenen Auswertungen benötigen, einher.

Zeitgemäße Anleitungen auf dem gegenwärtigen Entwicklungsstand sind daher unerlässlich. Im Rahmen dieser Arbeit wurden daher die einschlägigen Anleitungen überarbeitet. Diese aktualisierten Versionen stehen im Internet unter <http://www.ikp.uni-koeln.de/plunger/> zur Verfügung.

In den folgenden zwei Abschnitten werden die Entwicklungen im Bereich Plunger-Analysesoftware detailliert beschrieben, die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt wurden.

Als Entwicklungsumgebung diente Mac OS 10.7, LabVIEW 2010, Perl 5.16.2 (als lokale Perlbrew-Installation). Bestehende IKP-Analysesoftware, wie *Geisha* oder *Tv*, liefen auf einer 32-bit SuSE 11.3-Installation<sup>1</sup> auf einer Parallels Desktop Virtual Machine. Sowohl Mac- als auch Linux-Programme griffen auf dieselben Daten zu.

Kleinere Änderungen der zu Grunde liegenden Perl-Module (*Tau.pm*) werden nicht explizit aufgeführt, sind jedoch im Quellcode ersichtlich, der ebenfalls auf der oben angegebenen Internetseite abgerufen werden kann.

## 3.1 Neuentwicklungen

Wie eingangs bereits erwähnt, wurde zur Entwicklung neuer Analysesoftware die Programmiersprache LabVIEW der Firma National Instruments genutzt. Diese bietet umfangreiche Möglichkeiten zur Entwicklung grafischer Benutzeroberflächen bei vergleichsweise niedrigem Aufwand hinsichtlich der Einbindung in die bestehende Struktur, die die existierenden Programme nutzen.

Die neu entwickelten Programme schließen Lücken, die im Paket der Lebensdauer-Analysesoftware noch vorhanden waren.

### 3.1.1 LabGATE

LabGATE ermöglicht das einfache Setzen, Verschieben und Abspeichern von Schnittfenstern (*gates*), die dann mit anderen Programmen (z. B. *Geisha* [Peu99]) zur Erstellung von Schnittspektren genutzt werden können.

Die bestehende Software für diesen Zweck (*Gatorade* [Fit02]) ermöglicht zwar lediglich die Texteingabe von Schnittfenstern dafür jedoch die Berechnung der Doppler-verschobenen Werte für die verschiedenen Ringe. Eine grafische Kontrolle der Schnittfensterpositionen war bisher nur sehr umständlich mittels *Tv* möglich.

---

<sup>1</sup>Es ist möglich die Software auch auf 64-bit-Systeme zu übertragen

LabGATE kombiniert diese beiden Programme und bietet die Möglichkeit mehrere Schnittfenster (und zugehörige Fenster für den Untergrundabzug) festzulegen und diese nachträglich zu verschieben. Die Kontrolle kann anhand mehrerer Spektren, wie Matrizenprojektionen, Schnittspektren aber auch simulierter Spektren (vgl. Abschnitt 3.1.2) erfolgen. Ein Screenshot von LabGATE ist in Abbildung 3.1 wiedergegeben.

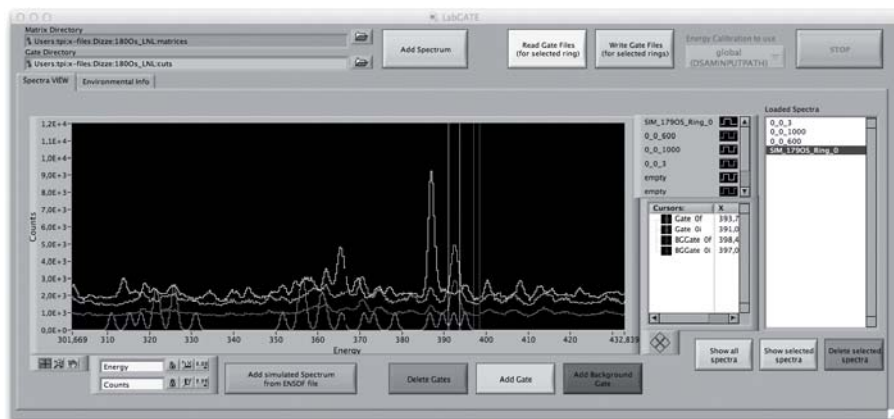


Abbildung 3.1: LabGATE mit einem typischen Beispiel während der Auswertung.

Detaillierte Informationen zur Nutzung von LabGATE, zum Format der Spektren sowie zur Verzeichnisstruktur finden sich in der oben erwähnten Anleitung.

### 3.1.2 LabSpecSim (Lassie)

Das Paket der Lebensdauer-Analysesoftware beinhaltet ein Programm zur Simulation von RDDS-Spektren (Lissi [Peu00]). Die dafür benötigte Eingabedatei, die die Übergangsenergien beinhaltet, muss für verschiedene Kerne manuell erzeugt werden.

Lassie bietet demgegenüber die Möglichkeit, aus den vollständigen ENSDF-Dateien, die gegenwärtig über Nudat [nud13] abgerufen werden können, Spektren zu simulieren. Der Benutzer hat mehrere Möglichkeiten, die Form, d. h. den Inhalt des simulierten Spektrums, zu beeinflussen. Dazu kann bspw. die Anregungsenergie oder die maximale Übergangsenergie definiert werden. Auch die Auswahl bestimmter Banden wird von Lassie ermöglicht. Ein Screenshot von Lassie ist in Abbildung 3.2 wiedergegeben. Eine umfangreichere Beschreibung des Programms findet sich in der oben erwähnten Anleitung.

The screenshot displays the WinLavin software interface, which is used for simulating gamma-ray spectra. The main window is titled "WinLavin".

**Control Panels:**

- Simulation:** Includes buttons for "Band selection", "Check", and "Help".
- Isotope:** Set to "180Os".
- Loading:** Includes fields for "#levels" (142) and "#Gammas" (259).
- Peak width (GammaWidth):** Set to "0.5 keV". The "Angle (Ring)" is set to "34.60° (0)". A toggle switch for "Use peak width cal?" is currently set to "No peak width cal available".
- Energy range:** A slider bar is shown with values from -1 to 1492.61 keV. The selected range is from "100 keV" to "1253.11 keV". The "#Channels" is set to "4x".
- Excitation energy (max) in keV:** Set to "3000". The "#Gammas" is set to "7". A "Multiply by factor" field is set to "1000". A "Simulating" checkbox is checked.

**Main Plot:**

- The y-axis is labeled "Amplitude" and ranges from 0 to 250.
- The x-axis is labeled "Energy (in keV)" and ranges from 111.375 to 592.566.
- The plot shows a series of sharp, narrow peaks on a black background, representing the simulated gamma-ray spectrum.

**Bottom Panel:**

- Buttons for "Fit", "Zoom", and "Print" are visible.
- Fields for "Energy (in keV)" and "Amplitude" are present, along with units and scaling options.

Statistik    Bunte Blöchen    Check    Hilfe

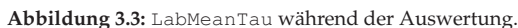
Art der Mittelwertbildung  
 gewichtetes Mittel und Standardabweichung

Mittelwert: **35,3718**      Fehler: **1,84799**

Max. - dMax      MW = s\*Fehler      Fehlerfaktor (x)  
 37,152      37,219      1

Min = dMin      MW = s\*Fehler/2  
 33,91      33,523

STOP



### 3.1.3 LabMeanTau

Mit Hilfe des VIs `LabMeanTau` kann die Mittelwertsbildung der aus verschiedenen Ringen bzw. mit verschiedenen Koinzidenzbedingungen ermittelten Lebensdauern eines Zustands durchgeführt werden. Je nach Datenlage können verschiedene Modi zur Bestimmung des Fehlers des gewichteten Mittels genutzt werden (Standardabweichung, Fehler des Mittelwertes, Standardfehler).

Ein Screenshot von `LabMeanTau` ist in Abbildung 3.3 wiedergegeben. Eine umfangreichere Beschreibung des Programms findet sich in der oben erwähnten Anleitung.

## 3.2 Überarbeitung von Napatau

Zur Bestimmung von Lebensdauern aus den während der Auswertung ermittelten Intensitäten wurde eine Vielzahl von Programmen entwickelt. Ein recht populäres ist `Napatau` [Sah02, Sah04]. Es ist – bei Kenntnis des DDCM-Prinzips – intuitiv und verfügt neben allen nötigen Berechnungen, die für verschiedene Schnittbedingungen (vgl. dazu auch Abschnitt 5.5.1) notwendig sind, über einen validierten Fit- und Fehlerberechnungsmechanismus.

Wegen dieser sehr guten Basis war es lohnenswert, `Napatau` mit weiteren Funktionen auszustatten, die insbesondere die Darstellung – sowohl der Intensitäten als auch der Ergebnisse ( $\tau$ -Plot) – und die Lebensdauerberechnung (durch Modifizierung des Fits) weiter optimierten. Die im Rahmen dieser Arbeit dahingehend durchgeführten Modifikationen werden im Folgenden beschrieben. Eine überarbeitete Bedienungsanleitung steht im Internet unter <http://www.ikp.uni-koeln.de/plunger/> zur Verfügung.

Neben der bisherigen Darstellung der Intensitäten auf einer einfach-logarithmischen Skala in  $x$  (also dem Target-Stopper-Abstand bzw. der Flugzeit) verfügt `Napatau` nun auch über eine lineare Darstellung (vgl. Abb. 3.4). Um den bestehenden Code nicht unnötig zu verändern wurde eine modulare Erweiterung durchgeführt. Der lineare Plot wird in einem separaten Fenster dargestellt. Zurückgegriffen wurde auf ein existierendes Perl/Tk-Modul zum plotten von Datenpunkten, welches durch den Autor derart verändert wurde, dass auch  $y$ -Fehlerbalken dargestellt werden können [plo13].

Die Darstellung der Ergebnisse, d. h. der  $\tau$ -Plots, erfolgte bisher in einer Weise, die für die unmittelbare Verwendung in wissenschaftlichen Arbeiten oder Publikationen nur bedingt geeignet war. Hilfsweise konnten die von `Napatau` gespeicherten Daten (sensibler Bereich, Parameter der gefitteten Polynome) mit Hilfe eines Perl-Skripts in Dateien umgewandelt

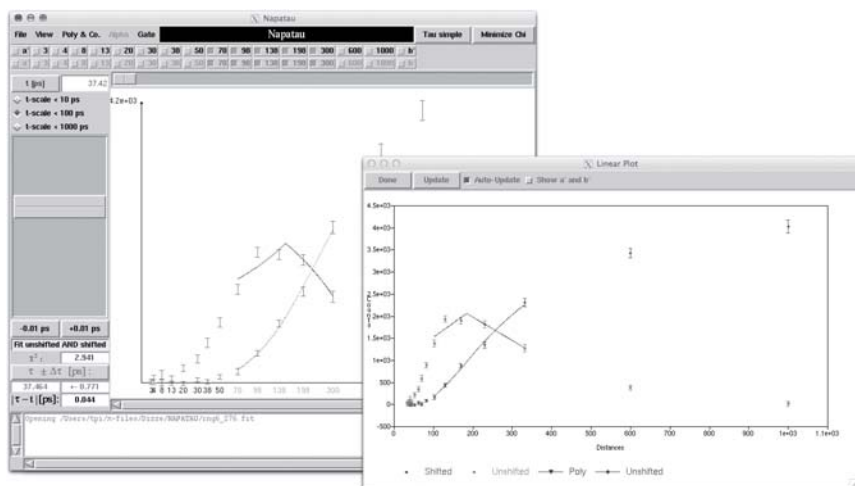


Abbildung 3.4: Linearer Plot als modulare Erweiterung des bestehenden Napatau.

werden, die von der Graphics Layout Engine (gle) [gle13] verarbeitet werden können – einer Software welche vielfach für die Fertigung veröffentlichungsreifer Plots genutzt wird. Im Zuge der Napatau-Überarbeitung wurde mit `tc2dgle` ein weiteres Perl/Tk-Programm entwickelt, um die Napatau-Ausgabe in eine entsprechende gle-Grafik umzuwandeln.

Während der Auswertung kann es unter Umständen erforderlich sein, die von Napatau genutzte Rückstoßgeschwindigkeit während der Laufzeit zu ändern (vgl. Abhängigkeit der mittleren Rückstoßgeschwindigkeit von der Schnittbedingung in Kapitel 5.5.1). Mit einem neu eingefügten Menüpunkt (im File-Menü) wurde diese Möglichkeit in Napatau implementiert.

Die wesentlichste Änderung betraf die Manipulation der anzupassenden Polynome. Bevor die neuen Funktionen dargestellt werden, sollen daher zunächst grundlegende Bemerkungen zur von Napatau verwendeten Spline-Interpolation getroffen werden.

**Erläuterungen zur Spline-Interpolation:** Zur Auswertung von Plungerdaten werden, wie in Abschnitt 5.7 beschrieben, an die ermittelten Stopp- und Flugpeakintensitäten Polynome gefittet. Bis auf einen von der Lebensdauer abhängigen Vorfaktor handelt es sich bei der Kurve durch die Stoppeakintensitäten um die Ableitung der Kurve der Flugpeakinten-



sitäten (vgl. auch Gleichung (2.4)).

Dabei hat es sich als zweckmäßig erwiesen, den Fit der Flugpeak-Intensitäten nicht mit Hilfe eines Polynoms hoher Ordnung durchzuführen sondern mit Hilfe *mehrerer* Polynome 2. Grades, d. h. in  $x$  quadratischen Funktionen  $p_i(x) = a_i x^2 + b_i x + c_i$  – den sog. *Splines*, welche an den sog. Stützstellen oder Knoten stetig differenzierbar fortgesetzt werden und deren Werte an den Start- bzw. Endpunkten ( $a$  bzw.  $b$ ) den ermittelten Intensitäten entsprechen. An die Stoppeak-Intensitäten werden entsprechend stückweise Polynome ersten Grades gefittet (vgl. auch [Sah04] und Referenzen darin).

In Abbildung 3.5 ist die „typische“ Situation bei der Interpolation von Plungerdaten wiedergegeben. Im Beispiel werden die Datenpunkte im Bereich  $[a, b]$  mit Hilfe zweier Polynome  $P_1(t), P_2(t)$  beschrieben.

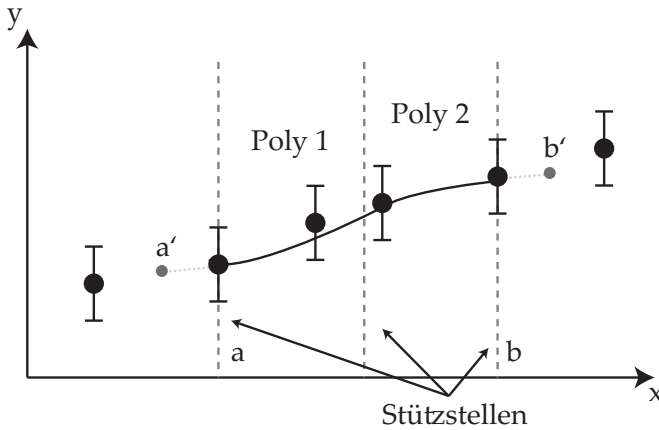


Abbildung 3.5: Schematische Darstellung der Spline-Interpolation.

Wie [Sah04] zu entnehmen ist, erfolgt der Fit über die Bedingung des minimalen

$$\chi^2 = \sum_i \left( \left( \frac{I_i^{sh} - f^{(a_1, \dots, a_n)}(t_i)}{\Delta I_i^{sh}} \right)^2 + w \left( \frac{I_i^{us} - \tilde{t}^{hyp} \frac{d}{dt} f^{(a_1, \dots, a_n)}(t_i)}{\Delta I_i^{us}} \right)^2 \right), \quad (3.1)$$

wobei  $w = 1$  gilt, wenn sowohl Flug- als auch Stoppeakintensitäten gefittet werden, und ansonsten  $w = 0$ . Die Parameter der Fitfunktion  $f^{a_1, \dots, a_n}(t)$  können durch Lösen des linearen Gleichungssystems

$$\frac{\partial}{\partial a_j} \chi^2$$

gefunden werden.

So können die Polynome in allgemeiner Form wie folgt dargestellt werden:

$$f^{a_1, \dots, a_n}(t_0) = P_k(t_0) = \sum_{i=1}^{k+2} A_i(t_0) a_i \quad (3.2)$$

$$\frac{d}{dt} f^{a_1, \dots, a_n}(t_0) = \dot{P}_k(t_0) = \sum_{i=1}^{k+2} \frac{\partial A}{\partial t} A_i(t_0) a_i. \quad (3.3)$$

Darin sind die  $a_i$  die Koeffizienten der Polynome. Die Parameter  $A_i$  – sozusagen die Polynombasis – sind bisher nicht dokumentiert [Dew13], lassen sich jedoch leicht aus dem Code ableiten und sind Tabelle 3.1 wiedergegeben.

**Tabelle 3.1:** Matrixelemente der Fitpolynome in der Darstellung (3.3)

$A_i(t_0)$	$i$
1	1
$t_0$	2
$t_0^2$	3
(für $k = 1$ )	
$2d_2t_0 - d_2^2$	3
(für $k > 1$ )	
$2t_0(d_{i-1} - d_{i-2}) + (d_{i-2}^2 - d_{i-1}^2)$	$4 \leq i \leq k+1$ (und $k \neq 2$ )
$(t_0 - d_k)^2$	$k+2; i > 5$

Hierbei sind die  $d_i$  die Stützstellen der Polynome und die  $t_0$  die  $x$ -Koordinaten der Datenpunkte, die sowohl als Flugzeiten als auch als Target-Stopper-Abstände aufgefasst werden können. Beim Index  $i$  handelt es sich um das jeweilige Polynom wobei  $k$  für die Anzahl der Polynome steht. In der Nomenklatur von Abbildung 3.5 ist  $d_0 = a$  und  $d_{k+1} = b$ .

Nach diesen allgemeinen Erläuterungen werden im Folgenden die Anpassungen beschrieben, die zur manuellen Optimierung des Fits in Napatau implementiert wurden.

Der Mechanismus ist in Abbildung 3.5 bereits angedeutet: Statt die Spline-Interpolation auf das Intervall  $[a, b]$  zu beschränken, können neue Endpunkte  $a'$  bzw.  $b'$  außerhalb  $[a, b]$  hinzugefügt werden.

Dabei sind  $a'$  und  $b'$  weitere Stützstellen, zu denen mindestens ein  $x$ -Wert (Abstand), eine Flug- und einer Stoppeakintensität sowie die zugehörigen Fehler gehören. Die  $a'$  bzw.  $b'$  können um jeweils bis zu 9 Punkte nach links bzw. rechts erweitert werden, um den Fit noch stärker beeinflussen zu können.

Solange sie außerhalb des Intervalls  $[a, b]$  liegen, können die vier neuen (Aus-

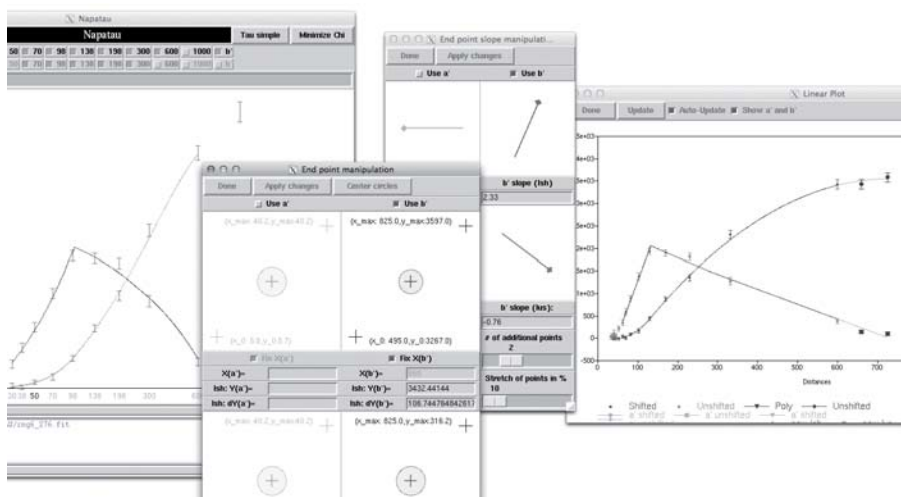


Abbildung 3.6: Menü zur Optimierung der Endpunkte (Mitte); Darstellung der zusätzlichen Punkte im linearen Plot (rechts); Napatau-Fenster im Hintergrund.

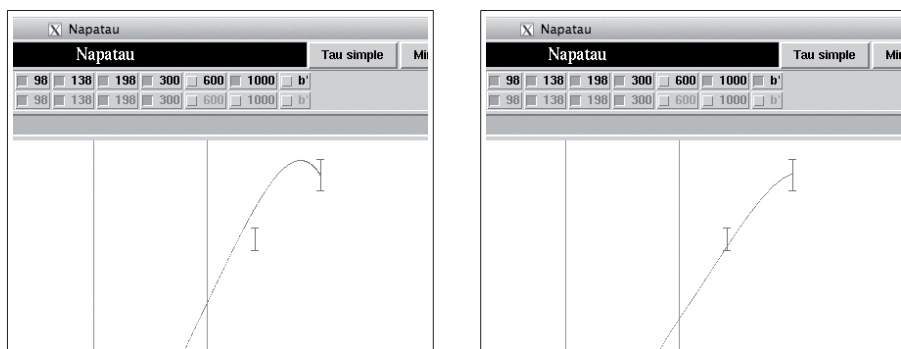


Abbildung 3.7: Beispiel für eine „erfolgreiche“ Optimierung der Endpunkte.

gangs) Datenpunkte beliebig in  $x$ - und  $y$ -Richtung verschoben werden, wobei die  $x$ -Werte für verschobene und unverschobene Komponente von  $a'$  (bzw.  $b'$ ) jeweils identisch sind. Über zwei speziell dafür konzipierte Menüs (Abbildung 3.6 Mitte) können neben der Verschiebung der Ausgangspunkte auch die Fehler manipuliert werden (vorderes Menü in der Abbildung). Die Darstellung – Kreis um Punkt herum – hat dabei weniger physikalische als optische Bedeutung: je größer der Radius des Kreises, desto größer ist das „Gewicht“ des

Punktes, d. h. desto kleiner ist sein Fehler. Mit Hilfe des anderen Menüs (hinteres Menü der Abbildung) können die Anstiege der Punktefolgen festgelegt werden. Auch die Anzahl der jeweiligen Punkte sowie deren relativer Abstand werden über letzteres Menü festgelegt.

Diese neuen Punkte werden, sofern die entsprechende Option in `Napatau` gewählt ist, bei der Berechnung des Fits berücksichtigt und beeinflussen somit unmittelbar die Form der angefitzten Kurven. In die Berechnung des  $\chi^2$  fließen wiederum nur die tatsächlich gemessenen Datenpunkte ein (sofern sie zur Berücksichtigung im Fit in `Napatau` angewählt sind).

Ein Beispiel für eine „erfolgreiche“ Reduktion eines Überschwingers ist in Abbildung 3.7 dargestellt.

# Kapitel 4

## Die Messung am GASP-Spektrometer

Nachfolgend wird der experimentelle Aufbau beschrieben, der zur Messung der Lebensdauern in  $^{180}\text{Os}$  genutzt wurde. Beim Experiment handelte es sich um eine Plunger-Messung, die im Oktober 2008 am Tandem/ALPI-Beschleuniger<sup>1</sup> der INFN-Laboratori Nazionali di Legnaro (LNL) / Italien durchgeführt wurde.

Die Tabelle 4.1 fasst die technischen Daten des Experiments zusammen, Abbildung 4.1 veranschaulicht die Anordnung der bei der Messung benutzten Germaniumdetektoren im sog. GASP-Spektrometer.

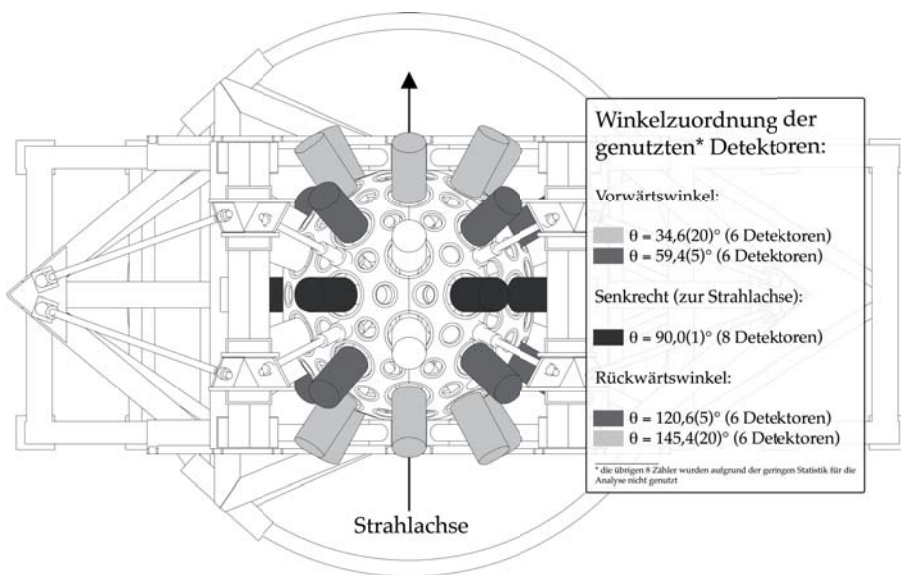
**Tabelle 4.1:** Experimentelle Daten

<b>Reaktion</b>	$^{150}\text{Nd}(^{36}\text{S},6\text{n})^{180}\text{Os}$
<b>Strahlenergie</b>	185 MeV
<b>Ladungszustand</b>	Ladung( $^{36}\text{S}$ ) = $13^+$
<b>Target</b>	$^{150}\text{Nd}$ ; 2 mg/cm <sup>2</sup> (Backing: $^{\text{nat}}\text{Ta}$ ; 2,2 mg/cm <sup>2</sup> )
<b>Stopper</b>	$^{197}\text{Au}$ ; 10,7 mg/cm <sup>2</sup>
<b>Rückstoßgeschwindigkeit</b>	$v/c = 1,78(4)\%$
<b>Abstände [μm]</b>	3, 4, 8, 13, 20, 30, 38, 50, 70, 98 198, 300, 600, 1000
<b>Strahlstrom</b>	$I(\text{Cup}) = 6,3\text{--}12,8 \text{ nA}^{\dagger} \hat{=} 0,5\text{--}1 \text{ pA}$
<b>Winkel der Detektorringe<sup>‡</sup></b>	34,6(20)°; 59,4(5)°; 72,0(1)°; 90,0(1)°;
<b>(rel. zur Strahlachse)</b>	108,0(1)°; 120,6(5)°; 145,4(20)°

<sup>†</sup> je nach Run; überwiegend 10 enA

<sup>‡</sup> gemittelt aus Polarwinkeln  $\theta$  der einzelnen Detektoren

<sup>1</sup>Der ALPI-Nachbeschleuniger wurde nicht genutzt.



**Abbildung 4.1:** Winkelzuordnung des GASP-Spektrometers; Ansicht von oben (Bildnachweis: Zeichnung des GASP-Spektrometers: [RA93, Baz92] zit. nach [Mic11]). Die acht für die Auswertung nicht verwendeten Detektoren wurden nicht eingefärbt; eine Auflistung aller Detektoren findet sich im Anhang B.1 auf Seite 123.

Die Strahlenergie wurde mit 185 MeV so gewählt, dass der relative Wirkungsquerschnitt für den gewünschten Reaktionskanal maximal wird (vgl. Abschnitt A.1; der Energieverlust im Target wurde bei der Wahl der Einschussenergie berücksichtigt).

Bei der Auswahl der Foliendicke für Stopper und Target wurde folgenden Überlegungen Rechnung getragen:

**Stopperfolie.** Einerseits muss die Folie dick genug sein, um die Rückstoßkerne vollständig abzustoppen, andererseits finden bei einer zu dicken Folie übermäßig viele Coulomb-Anregungen des Stoppermateri als (induziert durch den  $^{36}\text{S}$ -Strahl oder andere Reaktionsprodukte) statt, die wiederum zu unerwünschten Linien im  $\gamma$ -Spektrum führen.

**Targetfolie.** Die Targetdicke hat direkten Einfluss auf die Zahl der gewünschten Reaktionen, jedoch führt ein zu dickes Target zu einer größeren Geschwindigkeitsverteilung der Rückstoßkerne und somit zu zusätzlich verbreiterten Doppler-verschobenen Komponenten. Die Targetdicke wurde deshalb so gewählt, dass die Rückstoßgeschwindigkeit, bei ausreichender Statistik, möglichst groß war.

Für Energie- und Effizienzeichnung (s.u.) wurde eine  $^{152}\text{Eu}$ -Quelle, die in der Reaktionskammer des Plungers an der Position des Stoppers (also im Zentrum des Spektrometers) angebracht wurde, genutzt. Die Energie, der von  $^{152}\text{Eu}$  abgestrahlten Quanten, deckt den Bereich ab, in welchem auch die in der vorliegenden Arbeit untersuchten Übergänge in  $^{180}\text{Os}$  liegen.





# Kapitel 5

## Datenauswertung

Im folgenden Abschnitt wird die Auswertung der Messdaten beschrieben. Nach der notwendigen Aufbereitung der Rohdaten, werden die für die Lebensdauerbestimmung nötigen Intensitäten ermittelt und mit Hilfe des Programms `Napatau` [Sah02] (vgl. auch Abschnitt 3.2) die Lebensdauer bestimmt.

Zur leichteren Orientierung entspricht die Kapitelanordnung der zeitlichen Abfolge der Arbeitsschritte.

### 5.1 Datenaufbereitung

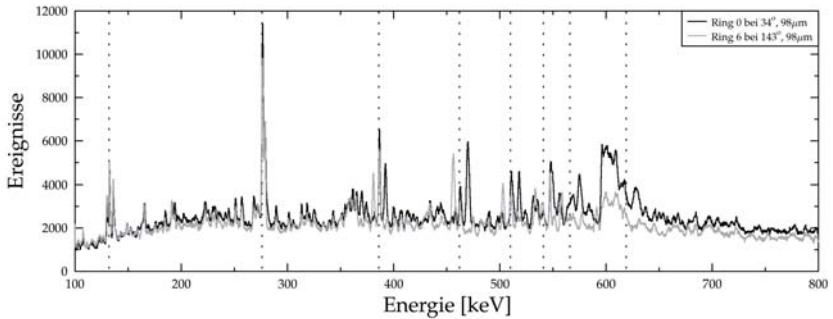
Zunächst wurde für jeden Detektor eine Kanal-Energie-Beziehung aus den Daten der Energieeichung hergestellt (vgl. auch Abschnitt 4). Die dazu notwendige Auswertung der Eichspektren erfolgte mit Hilfe des Programms `autocal` [Wil95], welches die Positionen der entsprechenden Eu-Linien bestimmt. Mittels `gnuplot` [Wil04] wurde ein Polynom an die Eichpunkt-Paare angepasst, dessen Koeffizienten die nötigen Parameter für die Eichroutine des Programms `Tv` [The93] bilden, mit dem die spätere Analyse der  $\gamma$ -Spektren erfolgte.

Zur Beseitigung der Runshifts wurden mit Hilfe des Codes `autoshift` [Kle99] die Kanaldaten aller Runs auf einen Referenzrun abgebildet, der möglichst nahe am Eichrun liegt, um Drifts zwischen Messung und Eichung auszuschließen. Insbesondere ist es für dieses *Schieben* nötig, zwei charakteristische Linien auszuwählen, anhand derer der Drift beurteilt und ggf. korrigiert wird. Dazu eignen sich nur Linien, deren Lage sich nicht abhängig vom jeweiligen Run (also abstandsabhängig) verändert. Im vorliegenden Fall wurden dafür Linien aus der Coulombanregung am Targetbacking ( $^{nat}\text{Ta}$ ) genutzt.

Als letzte Vorarbeit mussten in den Zeitspektren Zeitfenster gesetzt werden, um zufällige

Koinzidenzen aus den späteren Matrizen zu entfernen. Diese Zeitfenster wurden mit mehreren Probesortierungen so optimiert, dass das Peak-zu-Untergrund-Verhältnis bestmöglich wurde.

Im Anschluss an die eben beschriebenen Maßnahmen konnten für den Energiebereich von 100–1460 keV  $4k \times 4k$ -Matrizen  $M_{N,M}^d$  (jeweils eine pro Abstand  $d$  und Detektorringkombination  $N, M$ ) sortiert werden, deren Energieauflösung demnach 0.3 keV/Kanal beträgt.



**Abbildung 5.1:** y-Projektionen zweier Koinzidenzmatrizen für den Abstand 98  $\mu\text{m}$ , markiert sind die unteren Yrast-Übergänge von  $^{180}\text{Os}$ , siehe Text für nähere Erläuterungen.

In Vorgriff auf die in Kapitel 6 präsentierten Ergebnisse sind in Abbildung 5.1 zunächst Projektionen von zwei der auf diese Weise sortierten Matrizen dargestellt (der Abstand von 98  $\mu\text{m}$  wurde willkürlich gewählt, ermöglicht jedoch die Darstellung jeweils beider Komponenten der markierten Übergänge). Die Übergänge der Grundbande bis zum  $14_1^+ \rightarrow 12_1^+$ -Zerfall, sowie der  $16_1^+ \rightarrow 14_1^+$ -Zerfall sind in der Abbildung markiert. Die zugehörigen Übergangsenergien (angefangen vom  $2_1^+ \rightarrow 0_1^+$ ) sind 132 keV, 276 keV, 386 keV, 462 keV, 510 keV, 541 keV, 566 keV und 619 keV.

Deutlich erkennbar ist insbesondere eine starke Linie in der Nähe des  $4^+ \xrightarrow{276 \text{ keV}} 2^+$ -Zerfalls (es handelt sich dabei um einen Au-Übergang bei 279 keV) aber auch andere Kontaminationen mussten berücksichtigt werden.

Sämtliche für die Auswertung relevanten Kontaminationen durch Nebenreaktionen (insbesondere Zerfällen in  $^{181}\text{Os}$ ) bzw. deren Berücksichtigung bei der Lebensdauerbestimmung werden im Abschnitt 4 ausführlich beschrieben.

## 5.2 Abstandseichung

Um während des Experiments aus der gemessenen Kapazität zwischen den Folien deren Entfernung zu ermitteln, wird vor Beginn der Messung eine Abstandseichung durchgeführt. Abbildung 5.2 zeigt das Ergebnis dieser Eichung.

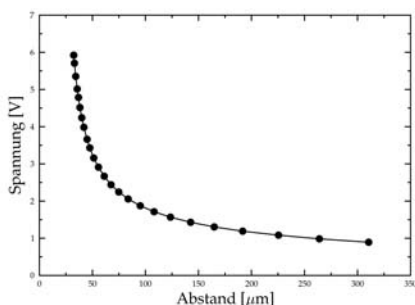


Abbildung 5.2: Ergebnis der Abstandseichung

Aufgrund des erwarteten Zusammenhangs von Kapazität zu gemessener Spannung<sup>1</sup>, wird oft der Abstand über den Kehrwert der Spannung aufgetragen. Eine solche Auftragung ist in Abbildung 5.3 wiedergegeben. Bei kleinen Abständen (vergrößerter Ausschnitt in Abbildung 5.3) verläuft die Kurve linear.

Die in Abbildung 5.2 wiedergegebene Abstandseichung wurde während des Experiments genutzt, um gemessene Spannungen zwischen Stopper und Target in deren relativen Abstand umzurechnen. Das Programm *Analyse* [Pis08] wurde im Rahmen der Auswertung dazu genutzt, die mittleren Abstände aus den während des Experiments aufgezeichneten Abstandsdaten (pro Sekunde wird durch die Regelungssoftware etwa ein Abstandswert gespeichert) zu berechnen. Die mittels *Analyse* errechneten Mittelwerte dienen bei der Auswertung als Input für *Napatau*. Die Fehler der einzelnen Abstandsmessungen sind im Vergleich zu den Abstandsschwankungen während des Experiments vernachlässigbar.

<sup>1</sup>Die gemessene Spannung ist nicht die Spannung des „Kondensators“, der von den Folien gebildet wird, sondern eine zur induzierten Ladung proportionale Pulshöhe = Spannung; sie ist also proportional zum Produkt  $CU$ , vgl. auch [Ale70].

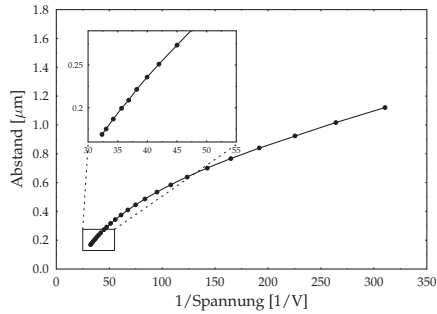


Abbildung 5.3: Ergebnis der Abstandseichung in alternativer Auftragung

### 5.3 Abstandsnormierung

Da die Messzeiten für verschiedene Abstände unterschiedlich lang waren und auch die Strahlstromintensität von Run zu Run variierte, mussten die am Ende auszuwertenden Intensitäten von Flug- und Stoppeak normiert werden. Die Normierung erfolgte auf einen Wert, der zur Zahl produzierter Rückstoßkerne ( $^{180}\text{Os}$ ) proportional ist.

Hierfür wurde zunächst für jeden Abstand jeweils ein Schnitterspektrum erzeugt, wobei die Koinzidenzbedingung auf Flug- und Stoppeak eines niedrig liegenden Übergangs lag. Dabei war grundsätzlich der mögliche Effekt der Deorientierung zu berücksichtigen (vgl. [Pet95b]); im vorliegenden Fall wurde dieser jedoch nicht beobachtet. Die für die Normierung notwendigen Intensitäten wurden aus den vier nach folgendem Schema produzierten Schnitterspektren gewonnen:

Schnitt auf ...-Zerfall	Intensitätsbestimmung des ...-Zerfalls
$2^+$	$4^+ 6^+ 8^+ 10^+$
$4^+$	$6^+ 8^+ 10^+$
$6^+$	$8^+ 10^+$
$8^+$	$10^+$

Es handelt sich dabei um Summenspektren, die aus Kombinationen der Spektren aller relevanten Ringe (0, 1, 5, 6) erstellt wurden. Aufgrund diverser Kontaminationen durch Coulombanregungen in  $^{nat}\text{Ta}$  (Targetbacking) bzw.  $^{197}\text{Au}$  (Stopper), die die interessierenden Linien

überlappen, wurden nicht alle möglichen Ringkombinationen für die im oben wiedergegebenen Schema aufgeführten Schnittbedingungen für die Abstandsnormierung genutzt.

Die so bestimmten Normierungsfaktoren sind ebenfalls ein Input für `Napatau`.

## 5.4 Rückstoßgeschwindigkeit

Die mittlere Rückstoßgeschwindigkeit wurde aus der Dopplerverschiebung der Energie verschiedener Übergänge in Spektren ermittelt, die ähnlich wie bei der Abstandsnormierung aus verschiedenen Schnittbedingungen generiert wurden.

Für die Bestimmung des  $v/c$  wurden verschiedene Übergänge in zu verschiedenen Abständen gehörenden Spektren genutzt.

Detektorwinkel sowie die ermittelte Rückstoßgeschwindigkeit sind u. a. in Tabelle 4.1 (S. 25) zusammengefasst.

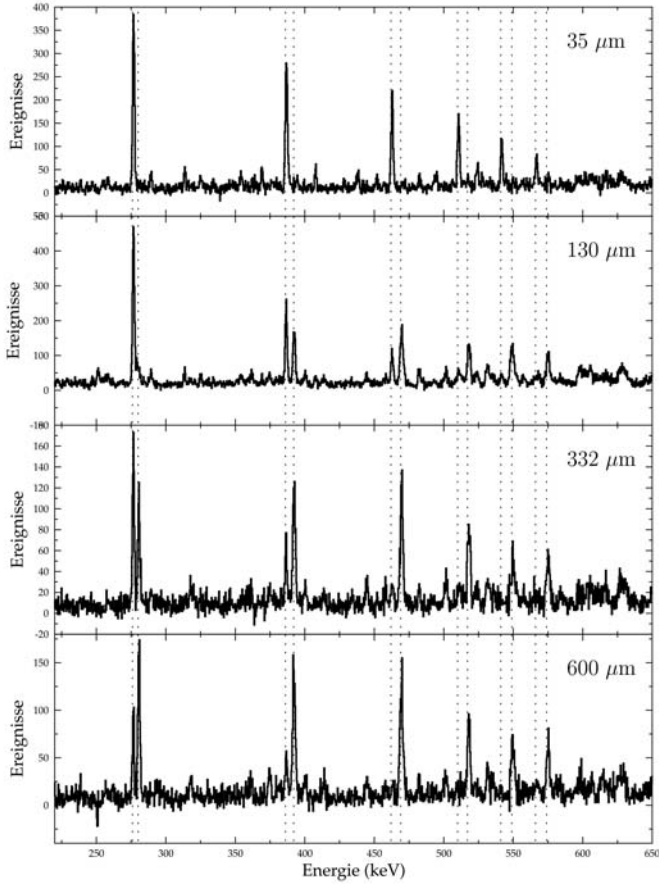
## 5.5 Bestimmung von Lebensdauern

Nachdem alle bisher beschriebenen Vorkehrungen getroffen wurden, konnte nun die DDC-Methode angewandt werden. Wie in Abschnitt 2.2.1 beschrieben, ist für die Bestimmung der Lebensdauer eines Zustands  $i$  gemäß Gl. (2.6) die Kenntnis der Intensitäten  $\{B_S, A_U\}$  und  $\{B_S, A_S\}$  essentiell.

Im Idealfall kann dabei eine Koinzidenzbedingung auf die Flug-Komponente des  $i$  direkt bevölkernden Überganges  $B$  gesetzt werden (direktes Gaten, vgl. auch Abb. 2.3); im Falle einer Kontamination dieser Komponente durch eine andere Linie, muss indirekt gated werden (s. u.). Für *jeden* Target-Stopper-Abstand wird dann für *alle* geeigneten Detektorring-Kombinationen je *ein* Koinzidenzspektrum (= *Schnittspektrum*) kreiert, in welchem dann jeweils die Flug- und Stoppeak-Intensitäten des den Zustand  $i$  entvölkernden Übergangs bestimmt werden<sup>2</sup>.

Die Erzeugung der erforderlichen Schnittspektren erfolgte mit Hilfe des Programms `Geisha` [Peu99] im Zusammenspiel mit den oben beschriebenen LabVIEW-Programmen. In Abbildung 5.4 sind zu verschiedenen Abständen gehörende Schnittspektren für Ring 0 ( $34,6^\circ$ ) dargestellt (geschnitten wurde auf den Grundzustandsübergang bei 132 keV um die Zerfälle der Grundbande darzustellen).

<sup>2</sup>bei indirekt gateden Spektren müssen zusätzlich noch die entsprechenden Intensitäten des direkten Feeders bestimmt werden.



**Abbildung 5.4:** Schnitterspektren für ausgewählte Abstände (Gate auf  $2_1^+$ , Ring 0 bei  $34,6^\circ$ ); markiert sind die Übergänge der Grundzustandsbande bis zum Zerfall des  $14_1^+$  bei 566 keV und die zugehörigen Doppler-verschobenen Komponenten bei höheren Energien



**Direktes Gate von oben.** Diese Situation wurde bereits im Abschnitt 2.2.1 behandelt und führt zur Gleichung (2.6)

$$\tau_i(t_k) = \frac{\{B_S, A_U\}(t_k)}{\frac{d}{dt}\{B_S, A_S\}(t_k)}.$$

**Direktes Gate von unten.** Hierbei werden die Schnitterspektren durch Gaten auf die Stoppkomponente des Übergangs **A** erzeugt. Ermittelt werden dann beide Intensitäten des  $l_i$  bevölkernden Übergangs. Diese Intensitäten dienen als Input für `Napatau`, in dessen Code die Methode des *Gate from below* bereits vorgesehen ist.

Die entsprechende Formel für die Lebensdauer ergibt sich unmittelbar aus Gleichung (2.6) indem zunächst die Zerlegung

$$\{B, A\} = \{B_S + B_U, A_S + A_U\} = \{B_S, A_S\} + \{B_S, A_U\} + \{B_U, A_U\} + \{B_U, A_S\}$$

genutzt wird. Da das Ereignis  $\{B_U, A_S\}$  nicht beobachtet werden kann, ergibt sich nach Umstellung

$$\{B_S, A_S\} = \{A, B\} - \{B_S, A_U\} - \{B_U, A_U\} = \{A, B\} - \{B_S + B_U, A_U\}.$$

Gemäß Gleichung (2.6) muss diese Größe noch zeitlich differenziert werden und es resultiert mit  $\frac{d}{dt}\{B, A\}(t_k) = 0$ <sup>3</sup>

$$\tau_i(t_k) = -\frac{\{B_S, A_U\}(t_k)}{\frac{d}{dt}\{B_S + B_U, A_U\}(t_k)}. \quad (5.1)$$

**Indirektes Gate von oben.** Hierbei wird auf einen oder mehrere Zerfälle geschnitten, die weiter oben in der Kaskade liegen als der direkt bevölkernde Übergang, im Beispiel also auf den Übergang **C**. Anschließend werden die jeweiligen Intensitäten der Übergänge **B** und **A** ermittelt. Auch dieser Fall kann direkt mit `Napatau` ausgewertet werden. Für die Lebensdauer gilt in diesem Fall rechnerisch

$$\tau_i(t_k) = -\frac{\{C_S + C_U, A_U\}(t_k) - \alpha\{C_S + C_U, B_U\}(t_k)}{\frac{d}{dt}\{C_S + C_U, A_S\}(t_k)}, \quad (5.2)$$

wobei  $\alpha$  Gleichung (2.5) gilt.

---

<sup>3</sup>Bei nicht vorhandener Deorientierung ist die Summe beider Intensitäten eine Konstante.



### 5.5.2 Intensitätsbestimmung

Die Intensitäten von Flug- und Stoppeak wurden mit Hilfe des Programms `TV` [The93] unter Benutzung der in [Möl05a] erwähnten Perl- und bash-Skripts ermittelt. Hierbei wurde bei ausreichender Peak-Separation integriert, ansonsten gefittet. Die Fitparameter waren die Peakpositionen, die -breiten sowie die Intensitäten. Die Positionen der Peaks sind bei gegebenem Detektorwinkel durch die Übergangsenergie (aus [nud13], bei der Stoppkomponente) bzw. deren Dopplerverschiebung (bei der Flugkomponente) festgelegt. Die Lage der Flugkomponente errechnet sich bei bekanntem Detektorwinkel und bekannter Rückstoßgeschwindigkeit aus der Gleichung (2.1).

Da in der überwiegenden Zahl der Fälle symmetrische Schnittfenster genutzt wurden, war eine regelmäßige Anpassung der für die Bestimmung der Lebensdauer erforderlichen Rückstoßgeschwindigkeit selten notwendig. Die vereinfachte Möglichkeit hierzu wurde dennoch in `Napatau` implementiert (vgl. Abschnitt 3.2). Zur Problematik asymmetrischer Schnittfenster ist neben [Möl05a] auch [Hac12] eine hervorragende Referenz.

Beim Fitten der Intensitäten werden sowohl die Positionen als auch die Breiten der Peaks festgehalten, so dass die Fläche der einzige freie Fitparameter ist. Üblicherweise wurden dabei die Peakbreiten aus den Schnittspektren ermittelt. In Fällen mit wenig Statistik oder auch wenn Peaks durch Kontaminationen überlagert wurden, wurde die Breite der unverschobenen Komponente aus der Breiteneichung genutzt, die im nachfolgenden Abschnitt beschrieben wird.

## 5.6 Breiteneichung

Um die Breiten der unverschobenen Komponenten zu ermitteln, wurde mit Hilfe der Eich(singles)spektren eine Breiteneichung durchgeführt. Die Halbwertsbreite (FWHM) eines Peaks wächst proportional zur Quadratwurzel der Übergangsenergie (vgl. bspw. [Kno89]). Die Breiteneichung besteht also in der Anpassung einer Wurzelfunktion  $f(E) = a\sqrt{E} + b$  an über die Energie aufgetragene Breiten, die aus den Singles-Spektren gewonnen wurden (vgl. Anhang C auf Seite 125).

Die mit Hilfe der Eichung ermittelten Peakbreiten konnten dann als Breiten der gestoppten Komponenten genutzt werden, wobei stets kontrolliert wurde, ob die zugehörigen Flugpeakbreiten der beobachteten Geschwindigkeitsverteilung entsprechen. Ein breiterer Flugpeak könnte auf Kontaminationen hindeuten.

Da der Flugpeak aus der Faltung der annähernd als Gauß-förmig angenommenen Stoppeaks mit der ebenfalls näherungsweise Gauß-förmigen Geschwindigkeitsverteilung resul-

tiert, ergibt sich die Breite des Flugpeaks aus  $\sigma_U^2$  und  $\sigma_v^2$ .

Die Breite des Stopppeaks ( $\sigma_U$ ) ist aus der Breiteneichung bekannt und die Breite der Geschwindigkeitsverteilung ( $\sigma_v$ ) ergibt sich gemäß Gleichung (2.1) zu

$$\sigma_S = \sigma_v E_U \cos \theta .$$

Hierbei ist  $E_U$  die Energie des Stopppeaks und  $\theta$  der Polarwinkel des Detektorrings.

## 5.7 Lebensdauerbestimmung

Die eigentliche Lebensdauerbestimmung erfolgte mit Hilfe des Programms `Napatau` (vgl. 3.2). Das Programm fittet dazu den normierten<sup>4</sup> Intensitätsverlauf des Flugpeaks und berechnet zusätzlich die Ableitung dieser Kurve, die wiederum dem Verlauf der Stopppeak-Intensitäten entspricht. Ob der Verlauf der Stopppeak-Intensität ebenfalls zum Fitten genutzt wird, ist in `Napatau` optional einstellbar. Im Rahmen dieser Arbeit wurde `Napatau` um einige nützliche Funktionen ergänzt, welche bereits im Detail in Kapitel 3.2 auf Seite 19 beschrieben wurden.

Bei *einer* Ringkombination ergibt sich für *jeden* Abstand im sensitiven Bereich *eine* Lebensdauer  $\tau$ . Eine Auftragung der Lebensdauern über den Abstand wird als  $\tau$ -Kurve bezeichnet. Ein  $\tau$ -Plot beinhaltet darüber hinaus noch die Auftragung der (normierten) Flug- und Stopppeak-Intensitäten und die entsprechend angepassten Polynome.

---

<sup>4</sup>vgl. Abschnitt 5.3

# Kapitel 6

## Ergebnisse

### 6.1 Lebensdauern in $^{180}\text{Os}$

#### 6.1.1 Die Grundzustandsbande

**Yrast- $2^+$**  Die Lebensdauer dieses Zustands ist zu groß um mit Hilfe der gemessenen Abstände ermittelt werden zu können. Die Lebensdauer wird mit  $970 \pm 100$  ps aus [Möl05b] übernommen.

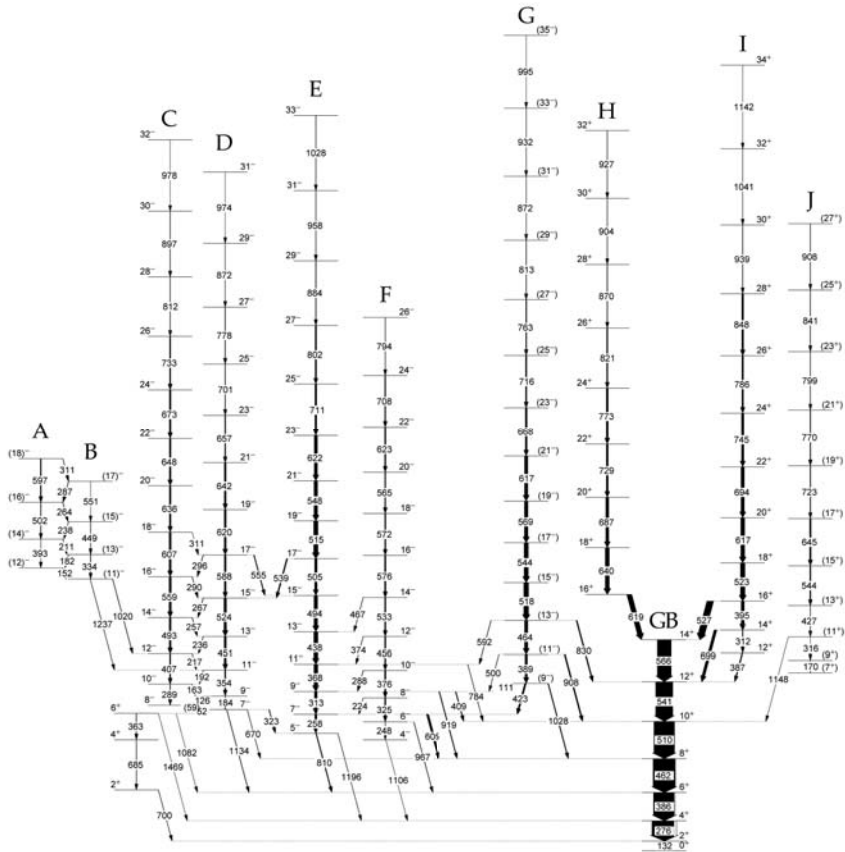
**Yrast- $4^+$**  Die Spektren zur Bestimmung der Lebensdauer konnten durch Setzen einer symmetrischen Koinzidenzbedingung auf die Flugkomponente des  $6_1^+$ -Zerfalls ( $E_\gamma = 386$  keV) in den vier maßgeblichen Ringen erzeugt werden.

Die in [Pis08] berichtete Kontamination der Schnittspektren durch eine Schnittbedingung auf den  $12_2^+ \rightarrow 12_1^+$ -Übergang mit  $E_\gamma = 387$  keV wurde nicht beobachtet.

Allerdings musste eine Kontamination bei 279 keV, welche aus den durch Coulombstreuung angeregten  $^{197}\text{Au}$ -Kernen des Stoppers resultiert und durch keine Koinzidenzbedingung zufriedenstellend beseitigt werden konnte, bei der Bestimmung der Lebensdauern berücksichtigt werden.

Dazu wurde in jedem Spektrum neben den beiden Komponenten des  $4_1^+$ -Zerfalls auch der Au-Peak gefittet. Die Position wurde mit 279 keV festgelegt und die Breite aus der Breiten-eichung (vgl. Abschnitt 5.6) für die verschiedenen Ringe ermittelt.

Da die Doppler-verschobene Komponente im Vorwärtsring bei  $59,4^\circ$  (Ring 1) bei 279,2 keV liegt und durch Fitten nicht von der 279-keV-Linie aus  $^{197}\text{Au}$  zu trennen war, wurden nur drei Ringe zur Bestimmung der Lebensdauer genutzt.

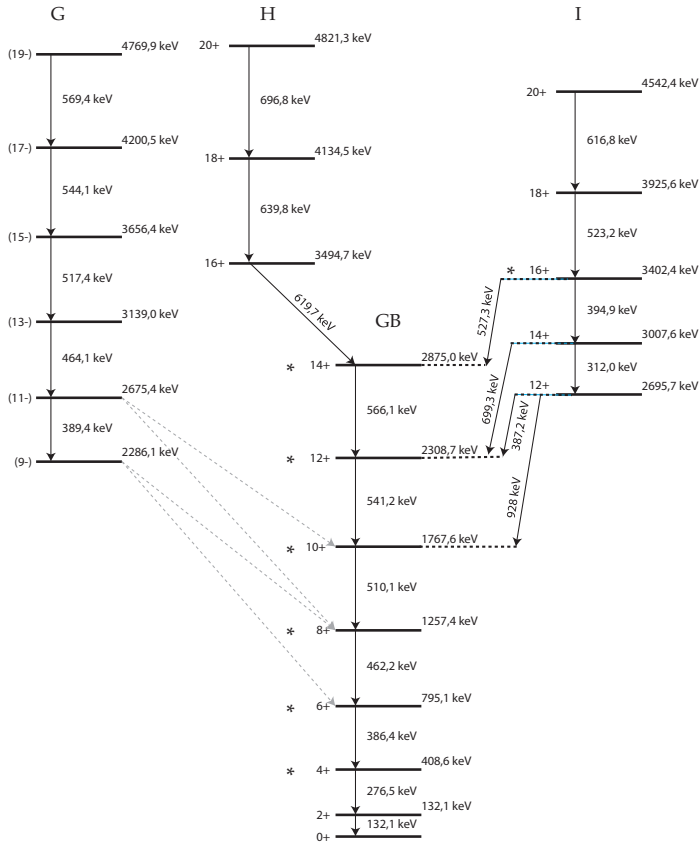


Courtesy of Oak Ridge National Laboratory, U.S. Dept. of Energy

Abbildung 6.1: Termschema von  $^{180}\text{Os}$ , Quelle: [rad08]; Daten nach [Lie99]

Die so ermittelte Lebensdauer beträgt  $36,10 \pm 0,45$  (1.2%) ps. Die Einzelwerte aus den jeweiligen Ringen sind in Tabelle 6.1 zusammengefasst. Exemplarisch sind die  $\tau$ -Plots für den Vorwärtsring bei  $34,6^\circ$  (Ring 0) und den Rückwärtsring bei  $145,4^\circ$  (Ring 6) in der Abbildung 6.3 dargestellt.

Die hier und im Folgenden angegebenen Fehler der Lebensdauern ergeben sich aus den statistischen Fehlern einerseits und den systematischen Fehlern, die sich aufgrund der Anpassung der Polynome an die Intensitäten ergeben.



**Abbildung 6.2:** Auszug des für die Ermittlung der Lebensdauern der Grundzustandsbande erheblichen Teils des Termschemas von  $^{180}\text{Os}$ ; grau gezeichnete Übergänge wurden nicht beobachtet; Beschriftung wie in Abbildung 6.1, Niveaus, für die Lebensdauern gemessen wurden, sind mit \* gekennzeichnet; Quelle: [nud13]

**Yrast-6<sup>+</sup>** Für die Bestimmung der Lebensdauer des 6<sup>+</sup>-Zustands konnte die Methode des direkten Gates nicht genutzt werden, da der Übergang des (13)<sup>-</sup> zum (11)<sup>-</sup>-Zustand mit einer Energie von 464,1 keV durch keine Koinzidenzbedingung zufriedenstellend ausgeschlossen werden konnte (vgl. Abbildung 6.4).

Alternativ wurde die Lebensdauer mit Hilfe einer indirekten Koinzidenzbedingung durch

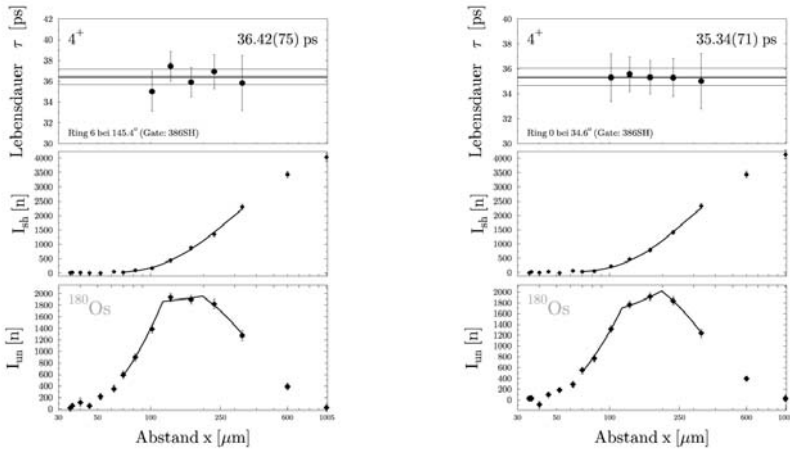


Abbildung 6.3:  $\tau$ -Plots des  $4_1^+$ -Zerfalls unter Rückwärts- (links) und Vorwärtswinkel (rechts)

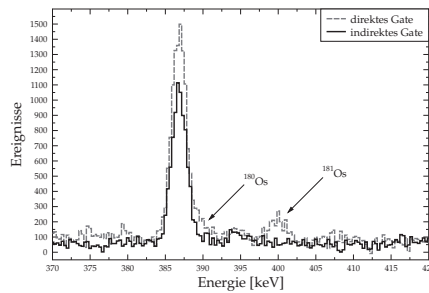


Abbildung 6.4: Vergleich der Schnittbedingungen direktes (grau gestrichelt) vs. indirektes Gate (schwarz): abgebildet sind Summenspektren für zwei verschiedene Koinzidenzbedingungen aufgenommen unter  $90^\circ$ ; deutlich erkennbar ist, dass im indirekt geschnittenen Spektrum die Kontamination bei  $389 \text{ keV}$  verschwindet; zudem ist auch eine  $^{181}\text{Os}$ -Linie bei  $400 \text{ keV}$  nicht mehr im Spektrum enthalten (vgl. dazu Abbildung 6.9).

Schnitt auf die Flugkomponente des Zerfalls des  $12_1^+$  ermittelt. Um eine Kontamination durch den Zerfall des  $(17)^-$ -Zustands bei 4200,5 keV in  $^{180}\text{Os}$  sowie durch Übergänge in  $^{181}\text{Os}$  zu vermeiden, wurde lediglich auf die rückwärtigen Ringe geschnitten.

Lebensdauern wurden durch Fitten der Intensitäten beider Komponenten des  $8_1^+$ - bzw.  $6_1^+$ -Zerfalls ermittelt.

Durch die gewählte Schnittbedingung befinden sich in den Schnittspektren zusätzlich die Doppler-verschobenen Komponenten der zwei Übergänge bei 387,2 keV ( $12_2^+ \rightarrow 12_1^+$ ) sowie 394,9 keV ( $16_1^+ \rightarrow 14_2^+$ ).

Dadurch gestützt, dass der Übergang bei 312 keV nicht beobachtet wurde, konnte davon ausgegangen werden, dass der Intrabandenübergang bei 387,2 keV bzw. dessen Flugkomponente, vernachlässigbar ist.

Die verschobene Komponente der 394,9 keV-Linie ( $16_1^+ \rightarrow 14_2^+$ ) kontaminiert die auszuwertenden Linien in den Spektren, die von den Detektoren unter Rückwärtswinkeln gemessen wurden, weshalb für die Auswertung nur die beiden Vorwärtsringe genutzt wurden.

Die so ermittelten Lebensdauern stimmen sehr gut überein und der Mittelwert liegt bei  $5,97 \pm 0,38$  ps (6,3%).

Die Einzelwerte aus den jeweiligen Schnittbedingungen sind in Tabelle 6.1 zusammengefasst. Die entsprechenden  $\tau$ -Plots sind im Anhang G wiedergegeben.

**Yrast- $8^+$**  Aufgrund diverser Dupletts musste die Lebensdauer des  $8^+$ -Zustands wie die des  $6^+$ -Zustands mit der indirekten Schnittbedingung (Koinzidenzbedingung auf Flugkomponente des Zerfalls des  $12_1^+$ -Zustands unter Rückwärtswinkeln) ermittelt werden. Nur so war gewährleistet, dass Kontaminationen durch den Zerfall in der Seitenbande (Bande „G“ in Abbildung 6.2) sowie aus  $^{181}\text{Os}$  vermieden werden.

Die Intensitäten wurden durch Integration gewonnen. Die Lebensdauer wurde aus dem vorwärtigen und dem rückwärtigen Ring ermittelt und ergibt sich zu  $1,61 \pm 0,45$  ps (28%).

Die Einzelwerte aus den jeweiligen Schnittbedingungen sind in Tabelle 6.1 zusammengefasst. Die entsprechenden  $\tau$ -Plots sind im Anhang G wiedergegeben.

**Yrast- $10^+$**  Für die Bestimmung dieser Lebensdauer konnte die Methode des direkten Gates angewendet werden. Um eine Kontamination der Schnittspektren (durch den Zerfall des  $(17)^-$ -Zustands bei 4200,5 keV in  $^{180}\text{Os}$ ) zu vermeiden, wurde nur auf die rückwärtigen Ringe geschnitten. Die Lebensdauer wurde durch Integration in den zwei äußersten Ringen ( $34,6^\circ$  und  $145,4^\circ$ ) bestimmt und beträgt  $1,21 \pm 0,26$  ps (21,5%).

Die Einzelwerte aus den jeweiligen Schnittbedingungen sind ebenfalls in Tabelle 6.1 zusammengefasst. Die entsprechenden  $\tau$ -Plots sind im Anhang G wiedergegeben.

**Yrast-12<sup>+</sup>** Für die Bestimmung dieser Lebensdauer konnte die Methode des direkten Gates nicht angewendet werden, da der Zerfall des  $(33/2)^-$ -Zustands bei 2981,1 keV in  $^{181}\text{Os}$  mit 565,3 keV fast dieselbe Energie wie der direkt bevölkernde Übergang in den Yrast-12<sup>+</sup> (566,1 keV) hat. Eine solche Schnittbedingung würde zu Dupletts in allen interessierenden Übergängen der Schnittspektren führen (vgl. auch Abbildung 6.9).

Stattdessen wurde zur Ermittlung der Lebensdauer das Gate auf die unverschobene Komponente des Yrast-12<sup>+</sup>-Zerfalls gesetzt (*Gate von unten*). Zum Schneiden konnten alle vier Ringe genutzt werden, die Auswertung erfolgte durch Fitten in den Ringen 0 und 6; die mittlerer Lebensdauer ergibt sich zu  $0,48 \pm 0,17$  ps (35%).

Die Einzelwerte aus den jeweiligen Schnittbedingungen sind ebenfalls in Tabelle 6.1 zusammengefasst. Die entsprechenden  $\tau$ -Plots sind im Anhang G wiedergegeben.

**Yrast-14<sup>+</sup>** Aufgrund der sehr schwachen Statistik, die aus der direkten Schnittbedingung resultiert, wurde die Lebensdauer des  $14_1^+$  durch indirektes Gate auf den den  $16_1^+$ -Zustand bevölkernden Übergang ermittelt (vgl. folgender Abschnitt).

Die Lebensdauer wurde aufgrund einer Kontamination nur aus drei der vier relevanten Ringe ermittelt und ergibt sich zu  $0,66 \pm 0,63$  ps (95%).

Die Einzelwerte aus den jeweiligen Schnittbedingungen sind ebenfalls in Tabelle 6.1 zusammengefasst. Die entsprechenden  $\tau$ -Plots sind im Anhang G wiedergegeben.

## 6.1.2 Weitere Lebensdauern in $^{180}\text{Os}$

**Yrast-16<sup>+</sup>** Der  $16_1^+$  ist nicht mehr Bestandteil der Grundzustandsbande und zerfällt in diese durch zwei Zerfälle: den  $16_1^+ \rightarrow 14_1^+$ -Übergang bei 527 keV sowie über die  $16_1^+ \xrightarrow{395 \text{ keV}} 14_2^+ \xrightarrow{699 \text{ keV}} 12_1^+$ -Kaskade.

Schnittspektren wurden durch direktes Gate auf den bevölkernden Übergang bei 523 keV gewonnen, wobei auf alle relevanten Ringe geschnitten werden konnte.

Die Auswertung erfolgte durch Bestimmung der Intensitäten beider entvölkernder Übergänge, wobei aufgrund des Zerfalls des  $6_1^+$  die Flugkomponente des 395-keV-Linie in Ring 0 und Ring 6 nicht bestimmt werden konnte. Die so ermittelte Lebensdauer beträgt  $3,63 \pm 0,53$  ps (14,6%).



Tabelle 6.1: Zusammenfassung der Lebensdauern der Yrastbande in  $^{180}\text{Os}$ 

Gate	$\tau_i$	$4^+$	$6^+$	$8^+$	$10^+$	$12^+$	$14^+$	$16^+$
386SH	$\tau_0$	35,34(71) ps						
	$\tau_5$	37,01(97) ps						
	$\tau_6$	36,42(75) ps						
541SH	$\tau_0$	5,91(57) ps						
	$\tau_1$	6,02(52) ps						
541SH	$\tau_0$	1,57(55) ps						
	$\tau_6$	1,69(80) ps						
541SH	$\tau_0$	1,15(39) ps						
	$\tau_6$	1,26(35) ps						
541US	$\tau_0$	0,66(22) ps						
	$\tau_6$	0,34(20) ps						
523SH	$\tau_1$	-0,49(104) ps						
	$\tau_5$	0,69(111) ps						
	$\tau_6$	1,96(113) ps						
523SH	$\tau_1^\dagger$	3,03(129) ps						
	$\tau_1^\ddagger$	4,13(72) ps						
	$\tau_5^\dagger$	3,70(186) ps						
	$\tau_5^\ddagger$	4,14(98) ps						
	$\tau_6^\ddagger$	3,18(63) ps						
$\bar{\tau}$		36,10(71) ps	5,97(38) ps	1,61(45) ps	1,21(26) ps	0,48(17) ps	0,66(63) ps	3,63(53) ps

$^\dagger$  aus Übergang bei 395 keV

$^\ddagger$  aus Übergang bei 527 keV

Die Einzelwerte aus den jeweiligen Schnittbedingungen sind ebenfalls in Tabelle 6.1 zusammengefasst. Die entsprechenden  $\tau$ -Plots sind im Anhang G wiedergegeben.

**Banden negativer Parität.** Darüber hinaus gehend konnten Lebensdauern in drei Banden negativer Parität ermittelt werden. Diese sind in Tabelle 6.2 zusammengefasst. In der Nomenklatur von Abbildung 6.1 handelt es sich um Übergänge in den Banden C, D und E.

### 6.1.3 Korrektur kurzer Lebensdauern

Insbesondere bei kurzen Lebensdauern müssen die im Stopper ablaufenden Abbremsseffekte und vor allem deren Auswirkung auf die Lebensdauer berücksichtigt werden.

Ein relevanter Effekt tritt auf, wenn die Lebensdauer des Niveaus in derselben Größenordnung wie die Abbremsdauer des Recoils im Stopper liegt<sup>1</sup>. Werden nämlich während des Abbremsvorgangs  $\gamma$ -Quanten emittiert liegt deren Doppler-verschobene Energie im Spektrum zwischen Flug- und Stoppeak. Bei Anwendung der „normalen“ Analyseverfahren ist dann der Stoppeak um die Intensität des „Abbremspeaks“ reduziert, was wiederum in einer fehlerhaften Lebensdauer resultiert.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden daher die kurzen Lebensdauern um diesen Effekt korrigiert. Hierbei werden zwei Methoden angewandt, je nachdem durch welche Schnittbedingung die Lebensdauer abgeleitet wurde.

Im Falle der direkten Gates (auf den Flugpeak des direkten Feeders) wurden die Spektren mit Hilfe einer Erweiterung der DDCM [Pet99] ausgewertet. Dabei wird hauptsächlich der Einfluss der endlichen Abbremszeit berücksichtigt. Während die Beschreibung der Details dieser Methode den angegebenen Referenzen überlassen sei, sollen im Folgenden die Kernpunkte der Methode dargestellt werden.

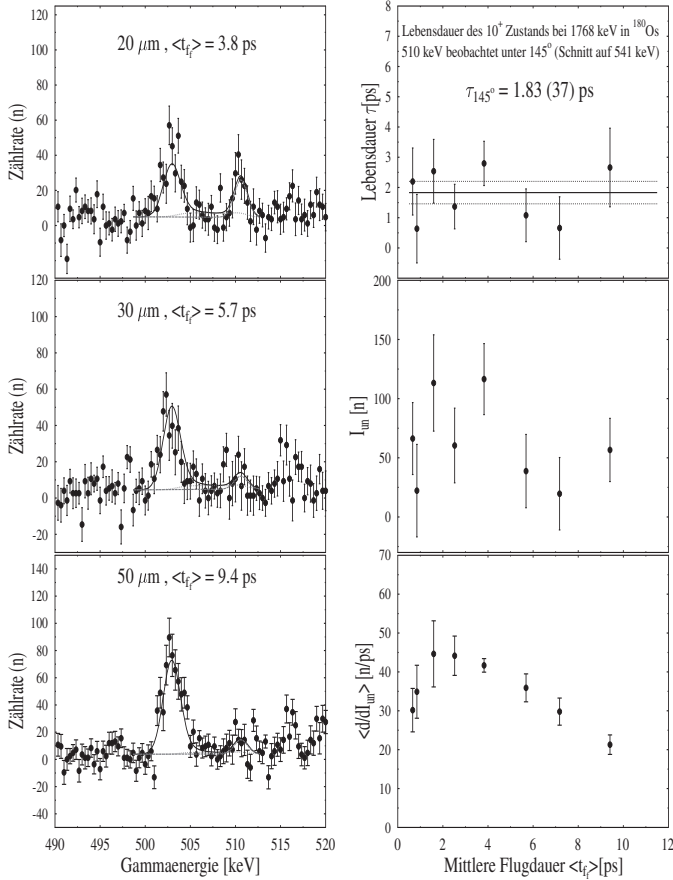
Die Basis der Analyse bildet eine dreidimensionale Monte-Carlo-Simulation der Geschwindigkeitsverläufe der Rückstoßkerne (vgl. [Pet98]). Da die Emission von  $\gamma$ -Quanten, während des Fluges, während des Abbremsvorgangs und nach dem Abbremsen erfolgen kann, müssen sich diese drei Bewegungszustände in der Linienform aller Komponenten des Zerfalls wiederfinden. Zur Beschreibung der Linienform der verschobenen Komponenten wird letztlich die Monte-Carlo-Simulation genutzt, zur Beschreibung des Stoppeaks wurde die Breiteneichung (vgl. Abschnitt 5.6) verwendet.

Die eigentliche Lebensdauerbestimmung erfolgt dann mit Hilfe einer Anpassung der für eine bestimmte Lebensdauer erwartete Linienform an die experimentellen Spektren. Durch

<sup>1</sup>Im vorliegenden Fall liegt die Abbremsdauer bei 1,24(25) ps.

Tabelle 6.2: Zusammenfassung der Lebensdauern weiterer Banden in  $^{180}\text{Os}$

Gate	$\tau_i$	$11^-$ (2465 keV)	$13^-$ (2917 keV)	$9^-$ (2176 keV)	$11^-$ (2544 keV)	$13^-$ (2982 keV)	$10^-$ (2274 keV)	$12^-$ (2681 keV)
523SH	$\tau_5$	3,57(210) ps						
523SH	$\tau_0$	1,91(121) ps						
	$\tau_1$	0,88(96) ps						
	$\tau_5$	1,38(96) ps						
495SH	$\tau_0$	15,52(268) ps						
	$\tau_1$	13,38(249) ps						
495SH	$\tau_0$	7,47(105) ps						
	$\tau_1$	7,19(123) ps						
495SH	$\tau_0$	3,30(46) ps						
	$\tau_1$	4,39(63) ps						
289US	$\tau_0$	68,46(554) ps						
	$\tau_6$	54,78(478) ps						
407SH	$\tau_0$	53,53(553) ps						
	$\tau_6$	54,74(434) ps						
493SH	$\tau_0$	5,08(78) ps						
	$\tau_6$	4,83(113) ps						
$\bar{\tau}$		3,57(210) ps	1,32(42) ps	14,37(107) ps	7,35(14) ps	3,67(57) ps	57,26(616) ps	5,00(13) ps

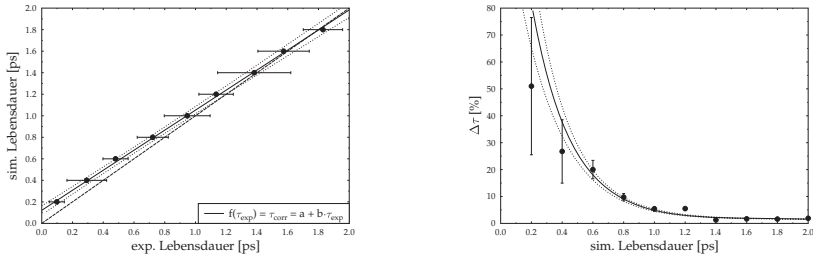


**Abbildung 6.5:** Beispiel der Lebensdauerbestimmung des  $10_1^+$ -Zustands aus den Schnittspektren die aus dem direkten Gate auf den Flugpeak des 541-keV-Übergangs gewonnen und unter  $145^\circ$  aufgenommen wurden. Die linke Seite illustriert den Fit der Linienform des 510-keV-Zerfalls für verschiedene Target-Stopper-Abstände (Flugzeiten). Die durchgezogene schwarze Linie ist der komplette Fit; zusätzlich sind die Anteile des Stoppeaks (grau gestrichelt) und von DSA-Effekten (grau gepunktet) dargestellt (zur Linienform vgl. auch [Dew12]). Die rechte Seite entspricht dann dem zugehörigen Tau-Plot (s.o.).

Variation der Lebensdauer wird die Linienform und damit die Güte der Beschreibung der experimentellen Daten so lange variiert, bis die Abweichung minimal ist. Das Verfahren ist auf der linken Seite von Abbildung 6.5 illustriert.

Mit dieser Methode wurden die korrigierten Lebensdauern des  $10_1^+$ -Zustands sowie des  $16_1^+$ -Zustands ermittelt. Diese betragen 1,65(20) ps bzw. 2,80(82) ps (vgl. Tabelle 6.3).

Für die Lebensdauern, die aus indirekt gegateten Spektren gewonnen wurden, ist die eben beschriebene Methode nicht geeignet. Vielmehr wurde auf die in [Sah04] beschriebene Methode der Korrekturfunktion zurückgegriffen. Dazu wurden von Pavel Petkov [Pet13] Schnittspektren simuliert, welche neben den Abbremsseffekten auch die experimentellen Gegebenheiten bzw. die Breiteneichung berücksichtigen (vgl. Abbildung 6.7). Diese Spektren, die zu einer definierten (simulierten) Lebensdauer gehören, wurden dann auf die „übliche“ Weise ausgewertet, die die Abbremsseffekte nicht berücksichtigt. Die Auftragung der so ermittelten Werte und der erwarteten Lebensdauer (simuliert) liefert dann direkt die Korrekturfunktion, die in Abbildung 6.6 (links) dargestellt ist. Eine etwas anschaulichere Form der prozentualen Korrekturen für die Lebensdauerbereiche ist in Abbildung 6.6 (rechts) wiedergegeben.



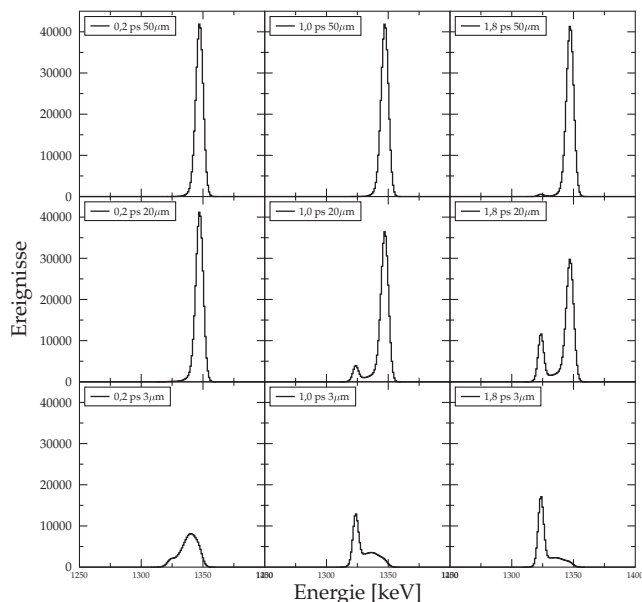
**Abbildung 6.6:** Links: Korrekturfunktion für kurze Lebensdauern: aufgetragen sind die in der Monte-Carlo-Simulation eingepflegten Lebensdauern gegen die aus den simulierten Spektren gewonnenen Lebensdauern. Rechts: Prozentuale Abweichungen der so ermittelten Korrekturen.

## 6.2 Bestimmung des Verzweigungsverhältnisses beim Zerfall des $16_1^+$ -Zustands

Wie in Abschnitt 6.1.2 bzw. in Abbildung 6.2 dargestellt, zerfällt der  $16_1^+$ -Zustand durch Übergänge bei 395 keV sowie 527 keV. Laut [nud13] existiert ein weiterer Übergang bei 202 keV, der jedoch nicht beobachtet wurde.

**Tabelle 6.3:** Zusammenfassung der Lebensdauern in  $^{180}\text{Os}$  und reduzierte Übergangswahrscheinlichkeiten. Intensitäten und Multipolaritäten aus: [nud13], Konversionskoeffizienten zur Berechnung der B(E2)-Werte aus: [Kib13] und Literaturwerte der Lebensdauer aus: [Möl05b]\* bzw. [Kac90]<sup>†</sup>; zusätzlich vergleichsweise die unveröffentlichten Werte aus: [Pis08]<sup>‡</sup>.

$I^\pi$	$E_i$ (keV)	$E_\gamma$ (keV)	$\gamma$ -Mult.	$I_\gamma$	$\tau$ (ps)	$\tau_{\text{corr}}$ (ps)	$\tau_{\text{Lit}}$ (ps)	B(E2) (e <sup>2</sup> fm <sup>4</sup> )	B(E2) (W.u.)
2 <sup>+</sup>	132,2	132,2	E2	100			970(100)* 1160 <sup>+300†</sup> <sub>-200</sub>	8506 <sup>+978</sup> <sub>-795</sub>	140 <sup>+16</sup> <sub>-13</sub>
4 <sup>+</sup>	408,6	276,4	E2	100	36,10(45)		39(5) <sup>‡</sup> 32,6(8) <sup>‡</sup>	12601 <sup>+159</sup> <sub>-155</sub>	298(2)
6 <sup>+</sup>	795,1	386,5	E2	100	5,97(38)		9,7(25) <sup>‡</sup> 5,9(5) <sup>‡</sup>	15242 <sup>+1040</sup> <sub>-912</sub>	252(16)
8 <sup>+</sup>	1257,4	462,4	E2	100	1,61(45)	1,77(19)	10(2) <sup>‡</sup> 2,1(3) <sup>‡</sup>	21316 <sup>+2560</sup> <sub>-2070</sub>	353 <sup>+43</sup> <sub>-34</sub>
10 <sup>+</sup>	1767,6	510,1	E2	100	1,21(26)	1,65(20)		14079 <sup>+1940</sup> <sub>-1520</sub>	233 <sup>+32</sup> <sub>-25</sub>
12 <sup>+</sup>	2308,7	541,2	E2	100	0,48(17)	0,59(42)		29370 <sup>+72260</sup> <sub>-12200</sub>	486 <sup>+1200</sup> <sub>-202</sub>
14 <sup>+</sup>	2875	566,1	E2	100	0,66(63)	0,77(102)		18006 <sup>+73500</sup> <sub>-10300</sub>	298 <sup>+1220</sup> <sub>-170</sub>
16 <sup>+</sup>	3402,4	527,3	E2	100	3,63(53)	2,80(82)		4485 <sup>+1860</sup> <sub>-1020</sub>	74 <sup>+31</sup> <sub>-17</sub>
		394,9	E2	53				9889 <sup>+4100</sup> <sub>-2240</sub>	164 <sup>+68</sup> <sub>-37</sub>
		202,4	(E2)	4					
9 <sup>-</sup>	2176	313,1	E2	100(7)	14,37(107)			13130 <sup>+2000</sup> <sub>-1720</sub>	217 <sup>+33</sup> <sub>-28</sub>
		408,2	[E1]	23(4)					
		918,6	E1	11(2)					
11 <sup>-</sup>	2544	368,6	E2	100(9)	7,35(14)			15001 <sup>+1670</sup> <sub>-1030</sub>	248 <sup>+27</sup> <sub>-26</sub>
		778,5	E1	4(1)					
13 <sup>-</sup>	2982	437,8	E2	100(19)	3,67(57)			12816 <sup>+5240</sup> <sub>-3830</sub>	212 <sup>+86</sup> <sub>-63</sub>
		673,2	E1	5(4)					
11 <sup>-</sup>	2465	191,3	M1+E2	24(5)					
		353,9	E2	100(5)	3,57(210)			31566 <sup>+56600</sup> <sub>-14700</sub>	522 <sup>+937</sup> <sub>-243</sub>
13 <sup>-</sup>	2917	235,6	M1+E2	11(3)					
		451,5	E2	100(15)	1,32(42)			28963 <sup>+19900</sup> <sub>-1030</sub>	479 <sup>+329</sup> <sub>-170</sub>
10 <sup>-</sup>	2274	162,9	M1+E2	48(8)					
		289	E2	100(16)	57,26(616)			4352 <sup>+1310</sup> <sub>-1050</sub>	72 <sup>+21</sup> <sub>-17</sub>
12 <sup>-</sup>	2681	216,4	(E2)	22(5)					
		407,4	E2	100(14)	5,00(13)			11529 <sup>+1960</sup> <sub>-1870</sub>	190 <sup>+32</sup> <sub>-30</sub>



**Abbildung 6.7:** Simulierte Spektren zur Ermittlung der Korrekturfunktion für verschiedene Target-Stopper-Abstände und Lebensdauern.

Aus den Schnittspektren, die auch zur Ermittlung der Lebensdauer dieses Zustands genutzt wurden, konnte neben der Lebensdauer zusätzlich das in [nud13] angegebene Verzweigungsverhältnis überprüft werden. Hierzu wurden in den Summenspektren der Ringe 0, 1, 5 und  $6^2$  sowie des Rings 3 die Gesamtintensitäten, d. h. beider Komponenten beider Zerfälle, ermittelt. Um beide Intensitäten miteinander vergleichen zu können, ist zusätzlich eine Effizienzzeichnung durchgeführt worden (vgl. Anhang D). Diese ist bei Auswertungen von Plungerdaten üblicherweise nicht erforderlich, da die miteinander verglichenen Intensitäten die der Flug- bzw. Stoppkomponente sind und diese energetisch nah beieinanderliegen. Der Einfluss der Detektoreffizienz kann dann vernachlässigt werden, eine Näherung, die bei 395 keV vs. 527 keV nicht mehr gerechtfertigt ist.

Aus den effizienzgееichten Intensitäten wurde das Verzweigungsverhältnis ermittelt, wobei

<sup>2</sup>Der in 6.1.2 bemerkte Überlapp erlaubt in den Summenspektren die Bestimmung der erforderlichen Intensitäten, nicht jedoch in den Einzelspektren. Der Effekt ist jedoch in den Intensitäten in Tabelle E-1 erkennbar.

entsprechend der Nomenklatur, die in [nud13] verwendet wird, auf die Intensität des 527-keV-Zerfalls normiert wurde. In Tabelle E-1 sind die entsprechenden Intensitäten und das ermittelte Verzweigungsverhältnis aufgelistet. Der so ermittelte, gewichtete Mittelwert für die Intensität des 395-keV-Zerfalls stimmt mit 46(12) im Rahmen des Fehlers mit dem in [nud13] angegebenen Wert von 52 überein.

Bemerkung: Bei dem hier angegebenen Fehler handelt es sich um den sogenannten inneren Fehler, der in Anbetracht der relativ großen Fehler der Intensitäten, der sich aus der recht geringen Statistik erklärt, den tatsächlichen Fehler vermutlich um mindestens einen Faktor 2 unterschätzt. In Anbetracht dieser Ungenauigkeiten wird für die folgende Betrachtung und insb. für die Diskussion von den Verzweigungsverhältnissen, welche in [nud13] angegeben sind, ausgegangen.

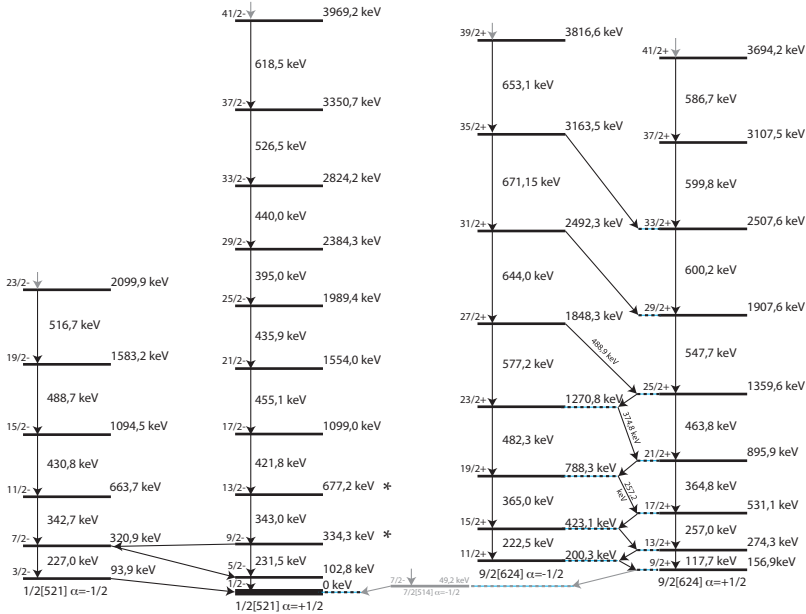
**Tabelle 6.4:** Ergebnisse der Analyse des Verzweigungsverhältnisses; n.b. steht für nicht beobachtet.

$E_i$ (keV)	$E_\gamma$ (keV)	$I_{\text{Lit}}$	$I_{\text{exp}}$
3402,4	202,4	4	n.b.
	394,9	52	46(12)
	527,3	100	100(8)



### 6.3 Lebensdauern in $^{181}\text{Os}$

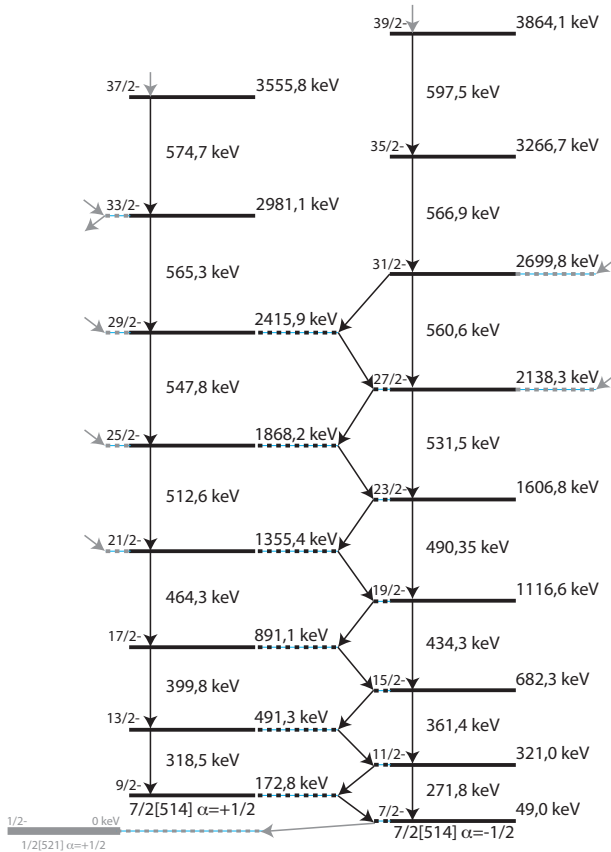
Eine der stärksten Nebenreaktionen (vgl. auch Anhang A.1) führte zu bevölkerten Zuständen im Nachbarkern  $^{181}\text{Os}$ . Die Population der Zustände ist dennoch deutlich schwächer, was sich auch in größeren Messungenauigkeiten bei den Lebensdauern widerspiegelt.



**Abbildung 6.8:** Auszug des für die Ermittlung der Lebensdauern erheblichen Teils des Term-schemas von  $^{181}\text{Os}$ ; grau gezeichnete Übergänge deuten weitere Banden an, Niveaus für die Lebensdauern gemessen wurden, sind mit \* gekennzeichnet; Quelle: [nud13].

Mit [Cul03] bzw. [Pod02] liegen zwei aktuelle Veröffentlichungen vor, in denen Lebensdauern einer großen Zahl tiefliegender Zustände publiziert sind. Es handelt sich dabei sowohl um DDCM- als auch um DSAM-Analysen.

Die Auswertung im Rahmen der vorliegenden Arbeit konzentrierte sich daher auf bisher nicht ermittelte Lebensdauern in den 1/2-[521]- bzw. 9/2+[624]-Banden. Ein partielles Term-schema der beiden Banden ist in Abbildung 6.8 wiedergegeben; ein weiteres partielles Term-schema der 7/2[514]-Bande, welche die Bestimmung von Lebensdauern in  $^{180}\text{Os}$  erschwerte,



**Abbildung 6.9:** Auszug der  $7/2[514]$ -Banden des Termschemas von  $^{181}\text{Os}$ ; grau gezeichnete Übergänge deuten weitere Banden an, Quelle: [nud13].

findet sich in Abbildung 6.9.

### 6.3.1 Die $1/2[521]$ -Bande

Die Bande wurde insgesamt nur sehr schwach bevölkert, was zu schlechter Statistik und relativ großen Fehlern in den Lebensdauern führte. Es konnten dennoch eine bisher nicht

veröffentlichte Lebensdauer ermittelt und eine bereits bekannte Lebensdauer im Rahmen der Fehler bestätigt werden.

**Der 9/2<sup>-</sup>-Zustand bei 334,3 keV.** Die Lebensdauer wurde mit der Methode des direkten Gates von unten bestimmt. Es konnten alle vier Ringe zum Schneiden und zur Auswertung genutzt werden. Die so ermittelte Lebensdauer liegt bei  $66,67 \pm 4,48$  ps (6,7%) (vgl. auch Tabelle 6.5 bzw. Anhang G für die entsprechenden  $\tau$ -Plots).

**Der 13/2<sup>-</sup>-Zustand bei 677,2 keV.** Hier wurde die Methode des direkten Gates verwendet und die Vorwärtsringe zur Bestimmung der Lebensdauer genutzt. Die ermittelte Lebensdauer liegt bei  $12,84 \pm 2,97$  ps (23%) (vgl. auch Tabelle 6.5 bzw. Anhang G für die entsprechenden  $\tau$ -Plots).

**Tabelle 6.5:** Zusammenfassung der Lebensdauern der 1/2-[512]-Bande in  $^{181}\text{Os}$

Gate	$\tau_i$	9/2 <sup>-</sup> (334, 3keV)	13/2 <sup>-</sup> (677, 2keV)
231US	$\tau_0$	59,89(680) ps	
	$\tau_1$	76,52(1105) ps	
	$\tau_5$	69,64(1211) ps	
	$\tau_6$	70,18(874) ps	
422SH	$\tau_0$		10,40(219) ps
	$\tau_1$		16,25(259) ps
	$\tau$	66,67(448) ps	12,84(297) ps

### 6.3.2 Die 9/2+[624]-Bande

Auch die Statistik in den Schnittspektren, die für die Bestimmung von Lebensdauern in dieser Bande erzeugt wurden, ist vergleichsweise gering. Es konnten dennoch vier neue Lebensdauern ermittelt werden, die in Tabelle 6.6 zusammengefasst sind; die dazugehörigen  $\tau$ -Plots finden sich im Anhang G.

**Der  $17/2^+$ -Zustand bei 531,1 keV.** Aufgrund diverser Übergänge in  $^{181}\text{Os}$  und  $^{180}\text{Os}$ , die dieselbe Energie wie die verschobene Komponente des 365-keV-Zerfalls haben, wurde hier die Methode des direkten Gates von unten gewählt. Die so ermittelte Lebensdauer beträgt  $63,68 \pm 5,06$  ps (7,9%).

**Der  $21/2^+$ -Zustand bei 895,9 keV.** Zur Ermittlung dieser Lebensdauer wurden sowohl direktes Gate von unten als auch von oben genutzt.

Für das Gate von unten wurde die Lebensdauer nur in den Ringen 1 und 5 ermittelt, da aufgrund eines Übergangs bei 472 keV die Komponenten in Ringen 0 und 6 – d. h. bei größerer Doppler-Verschiebung – kontaminiert sind.

Für das Gate von unten wiederum wurden nur die Vorwärtsringe ausgewertet, da eine Linie bei 359 keV, die vermutlich ebenfalls aus  $^{181}\text{Os}$  stammt, die Spektren der rückwärtigen Ringe verunreinigte.

Die Bevölkerung der  $\alpha=-1/2$ -Bande wurde als vernachlässigbar eingeschätzt, da insbesondere die 222,5-keV-Linie nicht oder nur sehr schwach beobachtet wurde und beide Schnittbedingungen zu übereinstimmenden Lebensdauern führten. Die so ermittelte Lebensdauer beträgt  $10,53 \pm 1,26$  ps (12%).

**Der  $25/2^+$ -Zustand bei 1359,1 keV.** Die Lebensdauer dieses Zustands wurde per direktem Gate von oben in allen vier Ringen ermittelt und beträgt  $3,24 \pm 0,28$  ps (8,6%).

**Der  $29/2^+$ -Zustand bei 1907,6 keV.** Obwohl ein Gate auf die verschobene Komponente gleichzeitig direktes als auch indirektes Gate ist, wird der Einfluss des 599,8-keV-Übergangs als vernachlässigbar eingeschätzt, da die Lebensdauer erwartungsgemäß deutlich unterhalb einer Pikosekunde liegt. Daher wurde die Lebensdauer so ermittelt als handele es sich um ein direktes Gate. Die Lebensdauer wurde in den beiden äußeren Ringen ermittelt und beträgt  $1,26 \pm 0,15$  ps (11,9%).

**Tabelle 6.6:** Zusammenfassung der Lebensdauern der 9/2+[624]-Bande in  $^{181}\text{Os}$ 

Gate	$\tau_i$	17/2 <sup>+</sup> (531.1 keV)	21/2 <sup>+</sup> (895.9 keV)	25/2 <sup>+</sup> (1359.6 keV)	29/2 <sup>+</sup> (1907,6 keV)
257US	$\tau_0$	63,51(793) ps			
	$\tau_1$	63,82(658) ps			
365US	$\tau_1$		12,05(76) ps		
	$\tau_5$		9,81(106) ps		
464SH	$\tau_0$		9,01(66) ps		
	$\tau_1$		11,64(84) ps		
547SH	$\tau_0$			3,52(41) ps	
	$\tau_1$			3,32(85) ps	
	$\tau_5$			2,87(79) ps	
	$\tau_6$			2,95(50) ps	
600SH	$\tau_0$				1,16(35) ps
	$\tau_6$				1,45(45)ps
	$\tau$	63,69(506) ps	10,53(126) ps	3,24(28) ps	1,26(15)ps

**Tabelle 6.7:** Zusammenfassung der in dieser Arbeit ermittelten Lebensdauern in  $^{181}\text{Os}$  und reduzierte Übergangswahrscheinlichkeiten. Intensitäten und Multipolaritäten aus: [nud13], Konversionskoeffizienten zur Berechnung der B(E2)-Werte aus: [Kib13] und Literaturwert der Lebensdauer aus: [Pod02].

$I^\pi$	E (keV)	$E_\gamma$ (keV)	$\gamma$ -Mult.	$I_\gamma$	$\tau$ (ps)	$\tau_{\text{lit}}$ (ps)	B(E2) ( $\text{e}^2\text{fm}^4$ )	B(E2) (W.u.)
9/2 <sup>-</sup>	334,3	13,7 231,54	E2	100(4)	66,67(448) ps		15338 <sup>+1760</sup> <sub>-1540</sub>	252 <sup>+29</sup> <sub>-25</sub>
13/2 <sup>-</sup>	677,2	343,01	E2	100	12,84(297) ps	15,18(106)	14672 <sup>+6220</sup> <sub>-3370</sub>	241 <sup>+102</sup> <sub>-55</sub>
17/2 <sup>+</sup>	531,1	107,94 257,08	D E2	41(14) 100(18)	63,69(506) ps		7090 <sup>+2000</sup> <sub>-1700</sub>	117 <sup>+33</sup> <sub>-28</sub>
21/2 <sup>+</sup>	895,9	107,64 364,84	E2	20(11) 100(4)	10,53(126) ps		9539 <sup>+1730</sup> <sub>-1360</sub>	157 <sup>+28</sup> <sub>-22</sub>
25/2 <sup>+</sup>	1359,6	88,8 463,8	E2	3(17) 100(4)	3,24(28) ps		11138 <sup>+1420</sup> <sub>-1190</sub>	183 <sup>+23</sup> <sub>-20</sub>
29/2 <sup>+</sup>	1907,3	547,7	E2	100	1,27(15) ps		12861 <sup>+1720</sup> <sub>-1360</sub>	211 <sup>+28</sup> <sub>-22</sub>

# Kapitel 7

## Theoretische Grundlagen & verwendete Kernmodelle

Die im Rahmen dieser Arbeit gewonnenen Lebensdauern erlauben Aussagen zur Kernstruktur von  $^{180}\text{Os}$ . Da die verschiedenen Kernmodelle üblicherweise nur Vorhersagen für Übergangswahrscheinlichkeiten ( $B(\sigma L)$ -Werte) bzw. Übergangsquadrupolmomente ( $Q_t$ -Werte) machen, müssen die Lebensdauern erst in diese Größen umgerechnet werden. Die dazu erforderlichen (und in den Tabellen 6.3 und 6.7 genutzten) Gleichungen, werden im nachfolgenden Abschnitt 7.1 zusammengestellt.

Abschnitt 7.2 fasst die theoretischen Grundlagen der in der Diskussion behandelten Bandenmischung zusammen (vgl. Abschnitt 8.1.5).

In den darauf folgenden Abschnitten dieses Kapitels finden sich kurze Darstellungen der verwendeten Kernmodelle.

Für das gesamte Kapitel gilt, dass lediglich die wesentlichen Aspekte dargestellt werden und detaillierte Aussagen der jeweils angegebenen Literatur überlassen seien.

### 7.1 Grundlegende Gleichungen

Die Übergangswahrscheinlichkeit für  $\gamma$ -Übergänge der Multipolarität  $\lambda$  von einem Kernzustand  $i$  in den Zustand  $f$  ist nach [Mor76] gegeben mit:

$$T(\lambda, j_i \rightarrow j_f) = \frac{8\pi(\lambda + 1)}{\lambda[(2\lambda + 1)!!]^2} \frac{1}{\hbar} E_\gamma^{2\lambda+1} B(\lambda, j_i \rightarrow j_f), \quad (7.1)$$

wobei  $E_\gamma$  die Übergangsenergie und  $j_x$  der Spin des Zustands  $x$  sind; der energieunabhängige Faktor

$$B(\lambda, j_i \rightarrow j_f) = \sum_{\mu, m_f} |\langle j_f m_f | \mathcal{M}(\lambda, \mu) | j_i m_i \rangle|^2 \quad (7.2)$$

wird als reduzierte Übergangswahrscheinlichkeit bezeichnet. Er enthält lediglich die Kerneigenschaften.

Es handelt sich dabei um die Summe (über alle Unterzustände  $\mu, m_f$ ) des quadrierten Übergangsmatrixelements.

Durch Anwendung des Wigner-Eckart-Theorems lässt sich die Summation über alle End(unter)zustände eliminieren und man erhält:

$$B(\lambda, j_i \rightarrow j_f) = \frac{1}{2j_i + 1} |\langle j_f || \mathcal{M}(\lambda) || j_i \rangle|^2. \quad (7.3)$$

Um die reduzierte Übergangswahrscheinlichkeit direkt aus der gemessenen Lebensdauer berechnen zu können sind die Gleichungen (7.1) und (7.3) zu kombinieren. Für  $E\lambda$ -Übergänge gilt dabei mit  $E_\gamma$  in MeV und  $T$  in  $s^{-1}$ :

$$B(E\lambda) = 4.57 \times 10^{-22} \frac{\lambda[(2\lambda + 1)!!]^2}{8\pi(\lambda + 1)} \left( \frac{E_\gamma}{197} \right)^{2\lambda+1} T(E\lambda), \quad (7.4)$$

bzw. speziell für E2-Übergänge [Mor76]:

$$B(E2, I \rightarrow I - 2) = 8.197 \times 10^{-2} \frac{1}{1 + \alpha_{ic}} \frac{1}{1 + R} E_\gamma^{-5} \tau^{-1}. \quad (7.5)$$

Dabei ist  $\alpha_{ic}$  der Konversionskoeffizient und  $R = I_{aus}/I_{ein}$  das Verzweungsverhältnis (aus der Bande heraus; bei Grundbandenübergängen ist für kleine Spins oft  $R=1$ ). Die Energie wird in MeV angegeben, die Lebensdauer in ps. Mithilfe der Gleichung (7.5) wurden die gemessenen Lebensdauern im Zuge der Auswertung in B(E2)-Werte umgerechnet.

## 7.2 Mischung von Zuständen

Für die Berechnung der Bandenmischung in Abschnitt 8.1.5 sollen im folgenden Abschnitt die theoretischen Grundlagen gelegt werden. Die Nomenklatur orientiert sich dabei an [Cas90].

Zunächst wird die Mischung zweier Zustände betrachtet, welche auftritt, wenn zwei Zustände mit gleichem Spin (und gleicher Parität) energetisch dicht beieinander liegen. Ab-



bildung 7.1 veranschaulicht die Situation.

In Abbildung 7.1 sind die Zustände mit den Wellenfunktionen  $|\phi_1\rangle$  und  $|\phi_2\rangle$  und den Energien  $E_1$  und  $E_2$  die ungestörten (nicht gemischten) Zustände. Für eine beliebige Wechselwirkung  $V$  lautet das Mischungsmatrixelement  $\langle\phi_1|V|\phi_2\rangle$ , welches im Folgenden der Einfachheit mit  $V$  bezeichnet wird.

Die durch die Wechselwirkungen gestörten Energien, d. h. die experimentell beobachteten Energien, sowie die Wellenfunktionen der gestörten Zustände lassen sich durch Diagonalisierung der 2x2-Matrix

$$\begin{pmatrix} E_1 & V \\ V & E_2 \end{pmatrix}$$

ermitteln. Die gestörten Energien und die Wellenfunktionen sind abhängig von der ursprünglichen Energiedifferenz (der ungestörten Zustände)  $\Delta E_u$  und der Stärke der Wechselwirkung  $V$ .

Da für die experimentell beobachteten Energien

$$E_{I,II} = \frac{1}{2}(E_1 + E_2) \pm \frac{1}{2}\sqrt{(E_2 - E_1)^2 + 4V^2}$$

gilt, folgt für das Verhältnis  $\Delta E_{exp}/\Delta E_u$

$$\frac{\Delta E_{exp}}{\Delta E_u} = \sqrt{1 + \left(\frac{2V}{\Delta E_u}\right)^2}$$

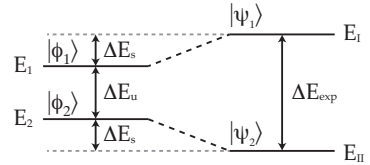
bzw. nach umstellen

$$\frac{\Delta E_u}{\Delta E_{exp}} = \sqrt{1 - \left(\frac{2V}{\Delta E_{exp}}\right)^2}. \quad (7.6)$$

Gleichung (7.6) bietet eine Möglichkeit, bei gegebener Stärke der Wechselwirkung  $V$ , den ungestörten Energieabstand zu berechnen. Der Betrag, um den jede Zustandsenergie aufgrund der Mischung verschoben wird kann ebenfalls berechnet werden und ergibt sich zu:

$$\Delta E_s = \frac{\Delta E_u}{2} \left[ \sqrt{1 + \left(\frac{2V}{\Delta E_u}\right)^2} - 1 \right]$$

Hinsichtlich der Wellenfunktionen gilt für die gestörten Wellenfunktionen, d. h. die Wellen-



**Abbildung 7.1:** Zur Mischung zweier Zustände.

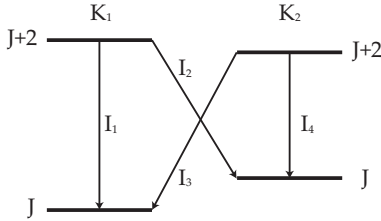
funktionen der experimentell beobachteten Zustände

$$|\psi_1\rangle = \alpha|\phi_1\rangle + \beta|\phi_2\rangle \quad \text{bzw.} \quad |\psi_2\rangle = -\beta|\phi_1\rangle + \alpha|\phi_2\rangle. \quad (7.7)$$

Für die kleinere Mischungsamplitude gilt

$$\beta = \frac{1}{\sqrt{1 + \left[ \frac{\Delta E_{21}}{2V} + \sqrt{1 + \left( \frac{\Delta E_{21}}{2V} \right)^2} \right]^2}},$$

wobei zusätzlich  $\alpha^2 + \beta^2 = 1$  gilt.



**Abbildung 7.2:** Schematische Darstellung zweier mischender Banden mit den Quantenzahlen  $K_1$  und  $K_2$ . Die jeweils mischenden Zustände haben gleichen Spin. Die  $I_i$  repräsentieren Übergangswahrscheinlichkeiten (keine Intensitäten).

Erweitert man die Situation auf zwei Banden, so sind mindestens vier mischende Zustände zu berücksichtigen (vgl. Abbildung 7.2). Für die Wellenfunktionen gilt zunächst in Analogie zu Gleichung (7.7)

$$|\psi_{J+2,K_1}\rangle = \alpha|\phi_{J+2,K_1}\rangle + \beta|\phi_{J+2,K_2}\rangle$$

$$|\psi_{J+2,K_2}\rangle = -\beta|\phi_{J+2,K_1}\rangle + \alpha|\phi_{J+2,K_2}\rangle$$

$$|\psi_{J,K_1}\rangle = \alpha'|\phi_{J,K_1}\rangle + \beta'|\phi_{J,K_2}\rangle$$

$$|\psi_{J,K_2}\rangle = -\beta'|\phi_{J,K_1}\rangle + \alpha'|\phi_{J,K_2}\rangle$$

Für die reduzierte Übergangswahrscheinlichkeit gilt Gleichung (7.3) wobei der Übergangsoperator in dem Fall mit  $E_2$  bezeichnet wird. Bei  $|\langle\phi_i|E_2|\phi_f\rangle|^2$  handelt es sich dann um die ungestörten Übergangsmatrixelemente und bei den  $|\langle\psi_i|E_2|\psi_f\rangle|^2$  um die gestörten, d. h. die experimentell bestimmten  $B(E_2)$ -Werte multipliziert mit dem Faktor  $(2j_i + 1)$  entsprechend Gleichung (7.3). Bei der Ermittlung der  $|\langle\psi_i|E_2|\psi_f\rangle|^2$  wird angenommen, dass die Kreuzterme, z. B.  $\langle\phi_{i,K_1}|E_2|\phi_{f,K_2}\rangle$ , verschwinden. Die Konkretisierung in Abschnitt 8.1.5 macht diese Ausführungen etwas anschaulicher.

## 7.3 Geometrische Kernmodelle

In geometrischen Kernmodellen wird der Atomkern als ausgedehnter Körper angesehen, der eine homogene Massen- und Ladungsverteilung aufweist. Die jeweilige Form des Kerns vermag seine Eigenschaften zu erklären. Ist der Kern bspw. verformt, führt das zu einer Abweichung von der kugelsymmetrischen Ladungsverteilung, was sich wiederum in einem nicht verschwindenden Quadrupolmoment äußert.

Die Kernform kann wie folgt parametrisiert werden: bei der Beschränkung auf reine Quadrupoldeformationen wird der Kern als triaxialer Ellipsoid angesehen (vgl. dazu bspw. [Kra87]), für den sich die Radien der Halbachsen zu

$$R_k = R_0 \left[ 1 + \sqrt{\frac{5}{4\pi}} \beta \cos\left(\gamma - \frac{2\pi}{3}k\right) \right] \quad (7.8)$$

ergeben. Dabei sind  $R_0 \approx 1.2 \text{ fm} \times A^{1/3}$ ,  $\beta$  und  $\gamma$  die sog. Hill-Wheeler-Koordinaten,  $k$  steht für die jeweilige Halbachse ( $k=1,2,3$ ).

Die Stärke der Deformation wird durch den Parameter  $\beta$  beschrieben ( $\beta=0$ : Kugelform). Wird  $\beta$  auf positive Werte beschränkt und  $\gamma$  auf das Intervall zwischen  $0^\circ$  und  $60^\circ$ , so können folgende Formen unterschieden werden:

- $\gamma=0^\circ$ : prolate Deformation bzgl. der 3-Achse (axialsymmetrischer Kern)
- $\gamma=60^\circ$ : oblate Deformation bzgl. der 2-Achse (ebd.)
- $0^\circ < \gamma < 60^\circ$ : triaxiale Deformation (nicht axialsymmetrischer Kern)

Mithilfe dieser Parametrisierung können nun das Trägheits- und das Quadrupolmoment eines deformierten Kerns berechnet werden. Hierbei ist zu beachten, dass die Berechnung des Quadrupolmoments stets modellabhängig ist. Auf ein recht einfaches Kernmodell soll im folgenden kurz eingegangen werden:

### 7.3.1 Das Rotationsmodell

Diesem einfachen, kollektiven Modell liegt die Annahme eines Kerns zugrunde, der eine feste, axialsymmetrische Grundzustandsdeformation ( $\beta > 0$ ,  $\gamma = 0^\circ$ ) aufweist. Die Hauptanregung ist eine Rotation um eine zur Symmetrieachse des Kerns senkrechten Achse. Das Energiespektrum einer Rotationsbande ergibt sich nach

$$E_{Rot}(I) = \frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}} [I(I+1) - K(K+1)], \quad (7.9)$$

wobei  $\mathcal{J}$  das (als konstant angenommene) Trägheitsmoment des Kerns ist und  $K$  die Projektion des Spins eines intrinsischen Zustands (Kopf der Rotationsbande) auf die Symmetrieachse des Kerns.

Für den Fall der Grundzustandsbande ( $K=0$ ) lässt sich aus den reduzierten Übergangswahrscheinlichkeiten innerhalb einer Rotationsbande

$$B(E2, I + 2 \rightarrow I) = \frac{5}{16\pi} Q_0^2 \frac{3}{2} \frac{(I+1)(I+2)}{(2I+3)(2I+5)}, \quad (7.10)$$

ein Zusammenhang zwischen dem Deformationsparameter  $\beta$  und dem intrinsischen Quadrupolmoment  $Q_0$  ableiten. So folgt für  $Q_0$  in eb:

$$Q_0 = \frac{3}{\sqrt{5\pi}} Z R_0^2 \beta \left( 1 + \frac{1}{8} \sqrt{\frac{5}{\pi}} \beta \right), \quad (7.11)$$

wobei  $R_0^2 = 0.0144 A^{2/3} \text{b}$  [Kra87].

Oft wird neben den B(E2)-Werten das sog. *Übergangsquadrupolmoment*  $Q_t$  angegeben, welches durch

$$B(E2, I + 2 \rightarrow I) = \frac{5}{16\pi} Q_t^2 \langle (I+2)K20|IK \rangle^2, \quad (7.12)$$

definiert wird.

Da gemäß Gl. (7.5) der B(E2)-Wert modellunabhängig aus der Lebensdauer berechnet werden kann, kann auch das Übergangsquadrupolmoment  $Q_t$  gemäß

$$Q_t = \sqrt{\frac{B(E2)}{\frac{5}{16\pi} \langle (I+2)K20|IK \rangle^2}} \quad (7.13)$$

direkt bestimmt werden;  $\langle (I+2)K20|IK \rangle^2$  sind die quadrierten Clebsch-Gordon-Koeffizienten.

### 7.3.2 Das General Collective Model (GCM)

Beim General Collective Model [Gne71] handelt es sich um ein phänomenologisches Modell zur Beschreibung tiefliegender Zustände in gg-Kernen. Die Eigenschaften des Kerns werden einzig aus seiner Form bestimmt. Die einzigen Anregungsmodi in diesem Rahmen sind Vibrationen und Rotationen. Einteilchenzustände werden nicht berücksichtigt.

Der Hamiltonian des GCM ist eine spezielle Form des allgemeinen Bohr-Hamiltonians, bei der die Summe des Bohr-Hamiltonians in eine endliche Anzahl von Termen entwickelt wird, bei denen die deformationsabhängigen Terme durch Konstanten ersetzt werden. Der

GCM-Hamiltonian beschreibt letztlich Quadrupolschwingungen der Kernoberfläche. Für den Kernradius gilt nach [Pet95a]:

$$R(\theta, \phi) = R_0 \left( 1 + \sum_{\mu=-2}^2 \alpha_{2\mu}^* Y_{2\mu}(\theta, \phi) \right)$$

Bei  $\alpha_{2\mu}$  handelt es sich um den kollektiven Quadrupoloperator, der die Kernform parametrisiert. Es gilt

$$[\hat{\pi}_{2\mu}, \alpha_{2\nu}] = -i\hbar\delta_{\mu\nu}$$

für den Kommutator des Quadrupoloperators mit dem konjugierten Impulsoperator  $\hat{\pi}_{2\mu}$ .

Der GCM-Hamiltonian  $\hat{H} = \hat{T} + \hat{V}$  wird ausgedrückt durch invariante Produkte dieser beiden Operatoren. Es gilt für die kinetische Energie

$$\hat{T} = \frac{1}{2B_2} [\hat{\pi} \times \hat{\pi}]^{[0]} + \frac{P_3}{3} \{ [[\hat{\pi} \times \alpha]^{[2]} \times \hat{\pi}]^{[0]} \}, \quad (7.14)$$

wobei der Ausdruck in geschweiften Klammern die Summe aller geraden Permutationen darstellt.

Für das Potential gilt

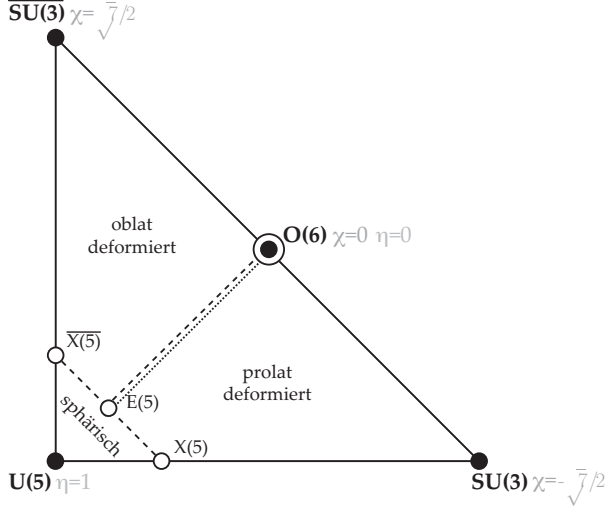
$$\begin{aligned} V(\beta, \gamma) = \frac{1}{\sqrt{5}} C_2 \beta^2 - \sqrt{\frac{2}{35}} C_3 \beta^3 \cos 3\gamma + \frac{1}{5} C_4 \beta^4 - \sqrt{\frac{2}{175}} C_5 \beta^5 \cos 5\gamma \\ + \frac{2}{35} C_6 \beta^6 \cos^2 3\gamma + \frac{1}{5\sqrt{5}} D_6 \beta^6. \end{aligned} \quad (7.15)$$

Diese acht Parameter sind an die experimentellen Daten anzufitten.

## 7.4 Das Interacting Boson Model (IBM-1)

Das Interacting Boson Model wurde 1975 von Arima & Iachello eingeführt (vgl. beispielsweise [Ari75, Ari76, Ari79, Iac87]). Im Rahmen dieses Modells wird zunächst davon ausgegangen, dass Valenzneutronen und -protonen zu Paaren koppeln, die sich als Bosonen beschreiben lassen. Im IBM-1 wird dabei nicht zwischen Neutronen- und Protonenpaaren unterschieden und die Version des Modells gilt ausschließlich für gg-Kerne. Der Valenzraum besteht nur aus Paaren, die zu s-Bosonen ( $J^\pi = 0^+$ ) oder d-Bosonen ( $J^\pi = 2^+$ ) koppeln. Kernzustände werden lediglich durch die Energien und Wechselwirkungen dieser Valenzbosonen beschrieben (abgeschlossene Schalen tragen nicht zur Anregung bei).

Für einen IBM-Hamiltonian existieren verschiedene Parametrisierungen, von denen hier nur die in der vorliegenden Arbeit genutzten kurz dargestellt werden sollen.



**Abbildung 7.3:** Erweitertes Casten-Dreieck [Jol01]: die offenen Kreise symbolisieren kritische Punkte (1. Ordnung) der Phasenübergänge zwischen den dynamischen Symmetrien (geschlossene Kreise); O(6) ist sowohl dynamische Symmetrie als auch kritischer Punkt; gepunktete Linie ist Verlauf des einfachen Casten-Dreiecks; gestrichelte Linien symbolisieren den Verlauf des Verhaltens des kritischen Punkts innerhalb des Dreiecks; Schnittpunkt der gestrichelten Linien ist kritischer Punkt 2. Ordnung (Tripelpunkt der drei Phasen).

Im *Consistent Q Formalism* (CQF) lautet der Hamiltonian beispielsweise

$$\hat{H} = \epsilon \hat{n}_d + c_1 \hat{L} \hat{L} + c_2 \hat{Q}^\chi \hat{Q}^\chi + c_3 \hat{T}_3 \hat{T}_3 + c_4 \hat{T}_4 \hat{T}_4, \quad (7.16)$$

wobei  $\hat{n}_d = (d^\dagger \tilde{d})$  der  $d$ -Bosonenzahloperator,  $\hat{L} = [d^\dagger \times \tilde{d}]$  der Drehimpulsoperator und  $\hat{Q}^\chi = [d^\dagger \times \tilde{s} + s^\dagger \times \tilde{d}]^{(2)} + \chi [d^\dagger \times \tilde{d}]$  der Quadrupoloperator sind; bei den  $\hat{T}_j$  handelt es sich um Multipoloperatoren höherer Ordnung (diese Schreibweise wird auch als Multipolform bezeichnet). Der CQF hat den Vorteil, dass ein und derselbe Quadrupoloperator für Hamiltonian als auch beim E2-Übergangsoperator  $\hat{T}(E2) = e_{\text{eff}} \hat{Q}$  genutzt werden kann, was die Zahl der Fitparameter um 1 senkt. Bei dem Faktor  $e_{\text{eff}}$  handelt es sich um die effektive Bosonenladung – ein Parameter der die theoretischen Werte auf die experimentellen Werte normiert.

Vernachlässigt man Drehimpuls- und  $\hat{T}_j$ -Terme, was für die Beschreibung vieler kollektiver

Eigenschaften von Atomkernen ausreichend ist, und verknüpft die übrigen Parameter geschickt untereinander (vgl. [Bet11]), erhält man die weiter vereinfachte Form, den *Extended Consistent Q Formalism* (ECQF). Hier hat der Hamiltonian die Form

$$\hat{H} = \eta \hat{n}_d + \frac{\eta - 1}{N} \hat{Q}^x \hat{Q}^x, \quad (7.17)$$

wobei  $N$  die Bosonenzahl ist. Diese Form ermöglicht eine unmittelbare Einordnung des Kerns in das Casten-Dreieck (Abb. 7.3, vgl. auch Abschnitt 8.1.3)

Das zur Interpretation der Daten genutzte IBM-Fit-Programm `Arbmodel` [Hei08] verwendet die sog. Casimir-Form des IBM-Hamiltonians:

$$\begin{aligned} \hat{H} = & \epsilon_c C_1[U(5)] + \alpha C_2[U(5)] + \eta C_2[O(6)] \\ & + \beta C_2[O(5)] + \delta C_2[SU(3)] + \gamma C_2[O(3)]. \end{aligned} \quad (7.18)$$

Beide Formen können durch entsprechende Zuordnungen ineinander überführt werden. Gruppentheoretisch betrachtet, bilden die zu den s- und d-Bosonen gehörenden Erzeugungs- und Vernichtungsoperatoren  $s^\dagger$ ,  $s$ ,  $d^\dagger$  und  $d$  mit den magnetischen Unterzuständen  $\mu \in \{-2, -1, 0, 1, 2\}$  (der d Bosonen) unter der Bedingung der Bosonenzahlerhaltung ( $N=n_s+n_d$ ) und dass der Hamiltonian maximal Zweikörperwechselwirkungen berücksichtigt, eine unitäre Gruppe in sechs Dimensionen  $U(6)$ . Für den allgemeinen Hamiltonian ist das Eigenwertproblem nur in speziellen Fällen geschlossen lösbar. Im Grenzfall unendlicher Bosonenzahl, haben diese Spezialfälle, die sog. *dynamischen Symmetrien*, jeweils eine geometrische Deutung:

SU(3)-Limit: axialsymmetrischer, prolater Rotor  
 U(5)-Limit: sphärischer Vibrator  
 O(6)-Limit:  $\gamma$ -weicher Rotor

In jedem dieser Limits gelten andere Formeln für die Berechnung der  $B(E2)$ -Werte. Da diese im Verlauf der weiteren Arbeit noch benötigt werden, sollen sie (für die Grundzustandsbande) hier angegeben werden:

#### U(5)-Limit.

$$B(E2, L+2 \rightarrow L) = q_{eff}^2 \frac{1}{4} (L+2)(2N-L). \quad (7.19)$$

Dabei ist  $q_{eff}^2$  die effektive Ladung. Dieser Faktor wird so gewählt, dass der experimentelle  $B(E2, 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$ -Wert reproduziert wird.

**O(6)-Limit.**

$$B(E2, L + 2 \rightarrow L) = q_{eff}^2 \frac{1}{8} \frac{L + 2}{L + 5} (2N - L)(2N + L + 8). \quad (7.20)$$

$N$  ist hierbei die Zahl der Bosonen ( $N=14$  für  $^{180}\text{Os}$ ).

**SU(3)-Limit.**

$$B(E2, L + 2 \rightarrow L) = q_{eff}^2 \frac{3}{4} \frac{(L + 2)(L + 1)}{(2L + 3)(2L + 5)} (2N - L)(2N + L + 3). \quad (7.21)$$

Die Übergänge zwischen diesen Symmetrien können als sogenannte Formphasenübergänge aufgefasst werden. Die X(5)-Symmetrie beschreibt Kerne am Übergang zwischen dem U(5)- und dem SU(3)-Limit. Der X(5)-Bereich wird auch als *kritischer Punkt des Phasenübergangs* [Jol01, Jol02] bzw. als *Kritischer-Punkt-Symmetrie im kollektiven Modell* ([Iac98, Iac00, Iac01], vgl. auch Kap. 7.4.1) bezeichnet.

**7.4.1 Die X(5)-Symmetrie**

Die X(5)-Symmetrie [Iac01] ermöglicht die Beschreibung von Atomkernen, die nahe am sog. kritischen Punkt des Phasenübergangs von sphärischem Vibrator (U(5)-Limit im IBM) zu axialsymmetrischem Rotor (SU(3)-Limit im IBM) liegen. Für die analytische Lösung des Bohr-Hamiltonians am kritischen Punkt entkoppelte Iachello zunächst die Abhängigkeit des Potentials von  $\beta$  und  $\gamma$ , gemäß  $u(\beta, \gamma) = u(\beta) + v(\gamma)$ . Zur Lösung wurde für  $\beta$  ein Rechteckpotential, für  $\gamma$  ein Oszillatorpotential angenommen. (Bei der ebenfalls von Iachello eingeführten E(5)-Symmetrie ist die Wahl der Potentiale genau umgekehrt.)

Mit Hilfe der Lösung der entkoppelten Gleichungen lassen sich Energieniveaus (in Einheiten des Grundzustandsübergangs) für die s=1- (bzw. Grundzustands-), s=2- (bzw. erste angeregte oder  $\beta$ -)Bande sowie weitere angeregte Banden und B(E2)-Werte für Inter- und Intradandenzerfälle berechnen.

Insbesondere lassen sich leicht überprüfbare experimentelle Signaturen ableiten, wie das Verhältnis der Anregungsenergien innerhalb einer Bande  $E(4_1^+)/E(2_1^+)=2.91$  und zwischen den Banden  $E(0_2^+)/E(2_1^+)=5.67$  [Iac01].

Iachellos Resultat war nicht nur Auslöser für eine Reihe experimenteller Untersuchungen (vgl. Einleitung) sondern stimulierte auch theoretische Arbeiten: So liefert [Cap05] beispielsweise einen Vorschlag für die exakte Lösung des X(5)-Hamiltonians, die – was die numeri-





Die ersten Kerne, bei denen die Realisierung der X(5)-Symmetrie nachgewiesen wurde, liegen mit  $^{150}\text{Nd}$ ,  $^{152}\text{Sm}$  und  $^{154}\text{Gd}$  in der Massenregion um  $A=150$ . Weitere Regionen bei denen X(5)-Kerne vermutet werden, sind die um  $A=120$  (bspw.  $^{120}\text{Ba}$ ) oder  $A=180$ , die Region, auf die sich die Arbeit der Kölner Plunger-Gruppe in der jüngeren Vergangenheit konzentrierte. Mit den Kernen  $^{176}\text{Os}$  [Dew06, Mel11] und  $^{178}\text{Os}$  [Dew05, Möl05a] wurden bereits X(5)-Kerne in dieser Region nachgewiesen.

## 7.5 Particle-Triaxial-Rotor Model (PTRM)

Die Berechnungen für den ungeraden Kern  $^{181}\text{Os}$  wurden im Rahmen des PTRM durchgeführt, dessen Grundzüge hier kurz zusammengefasst werden. Detaillierte Ausführungen seien der angegebenen Literatur überlassen.

Beim PTRM [Lar78] wird der Kern durch einen deformierten gg-Kernrumpf (*Core*), an den ein Quasiteilchen ankoppelt, beschrieben. Der Hamiltonian lautet dafür allgemein

$$\hat{H} = \hat{H}_{\text{core}} + \hat{H}_{\text{s.p.}} + \hat{H}_{\text{pair}}.$$

Hier ist  $\hat{H}_{\text{core}}$  der Hamiltonian des triaxial deformierten gg-Rotors,  $\hat{H}_{\text{s.p.}}$  repräsentiert den Hamiltonian des ungepaarten Teilchens, welches sich im Feld des Rumpfs bewegt und  $\hat{H}_{\text{pair}}$  beschreibt die Kopplung zwischen beiden.

Im Rahmen der Berechnungen werden zunächst die Fermienergie ( $\lambda$ ) und die Bindungslücke ( $\Delta$ ) ermittelt. Darüber (energetisch) liegen dann die Quasiteilchenenergien, die vom ungeraden Teilchen eingenommen werden können. Aufgrund der Deformation handelt es sich um Nilsson-Orbitale. Weitere anzupassende Größen sind die Deformationsparameter  $\epsilon$ ,  $\gamma$  und  $\epsilon_4$  (Hexadekupoldeformation) sowie die Abschwächung der Coriolis-Wechselwirkung  $\zeta$ . Die Anpassung der  $E(2_1^+)$  ist zur Variation des Trägheitsmoments durchzuführen. Diese Parameter werden so festgelegt, dass experimentelle Energien und Übergangsstärken gut reproduziert werden.

Instruktive Veröffentlichungen zur Anwendung dieses Modells sind beispielsweise [Rag88] und [HC04].

# Kapitel 8

## Diskussion

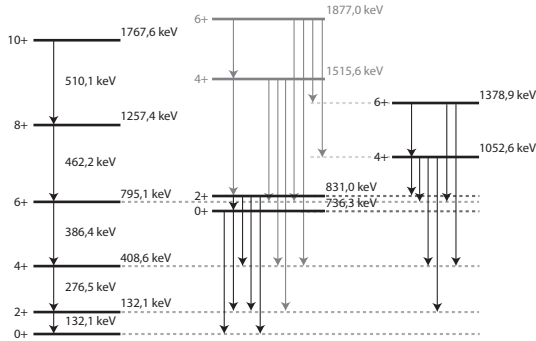
Es existieren bereits eine Reihe empirischer Arbeiten zu den im Rahmen dieser Arbeit untersuchten Osmium-Isotopen [Nes76, Dra80, Nes82, Dra82, Lie88, Kib94, Kac90, Kut95, Lie99, Pod02, Cul03], um nur einige zu nennen. Der Großteil der genannten Referenzen untersucht den Effekt der Rotationsausrichtung (*rotational alignment*) zwischen Yrast- und angeregten Banden (vgl. dazu auch Abschnitt 8.1.5). Lebensdauern tiefliegender Zustände (im Pikosekundenbereich) werden in [Kac90, Cul03, Pod02] berichtet.

### 8.1 Der Kern $^{180}\text{Os}$

In den nachfolgenden Kapiteln wird der Kern mit den Vorhersagen verschiedener Modelle (vgl. Kapitel 7) verglichen (Abschnitte 8.1.2 und 8.1.3). Anschließend werden Lebensdauern, die in Zuständen negativer Parität gemessen wurden, diskutiert (Abschnitt 8.1.4). Zusätzlich wird die Bandenkreuzung von Grundzustands- und Stockholm- bzw. S-Bande näher betrachtet (Abschnitt 8.1.5).

#### 8.1.1 Vorbemerkungen

Für den Vergleich mit den verschiedenen Kernmodellen, sind unter anderem auch Informationen zur  $\beta$ -Bande, die üblicherweise der ersten angeregten  $K=0$ -Bande positiver Parität entspricht, erforderlich. Laut [WU03] existiert in  $^{180}\text{Os}$  neben der  $\beta$ -Bande (Mitte in Abbildung 8.1) noch eine Kaskade, die ebenfalls einer  $\beta$ -Bande zugeordnet wird (rechts in der Abbildung). Im Folgenden wird die  $\beta$ -Bande, d.h. die erste angeregte  $K^\pi=0^+$ -Bande, mit der Kaskade  $6_2^+$  ( $E=1378,9$  keV)  $\longrightarrow 4_2^+ \longrightarrow 2_2^+ \longrightarrow 0_2^+$  ( $E=736,3$  keV) angegeben.



**Abbildung 8.1:** Partielles Termschema aus  $^{180}\text{Os}$  (Grundzustandsbande und  $\beta$ -Banden zugeordnete Zustände); Daten aus [nud13].

### 8.1.2 Beschreibung des Kerns $^{180}\text{Os}$ im Rahmen der X(5)-Symmetrie

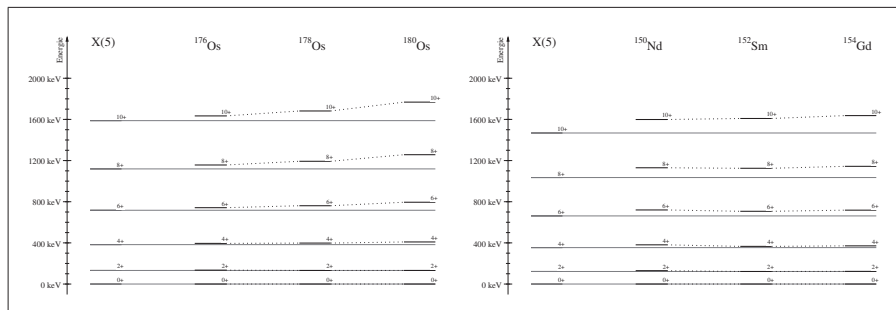
Da sowohl  $^{176}\text{Os}$  als auch  $^{178}\text{Os}$  als X(5)-artige Kerne bestätigt worden sind, soll anhand der nun vorliegenden experimentellen Daten untersucht werden, ob auch  $^{180}\text{Os}$  mit Hilfe dieses Modells beschrieben werden kann.

Die in der Einleitung dieser Arbeit bereits angegebenen Energieverhältnisse und auch die in [Pis08] ermittelten Lebensdauern deuten darauf hin, dass die Hypothese einer X(5)-Artigkeit bestätigt werden kann.

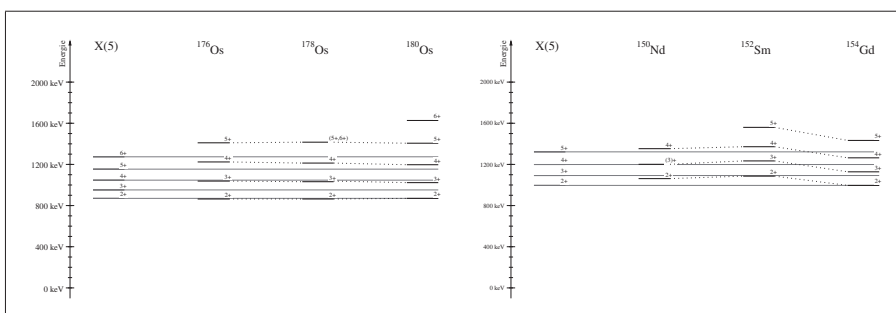
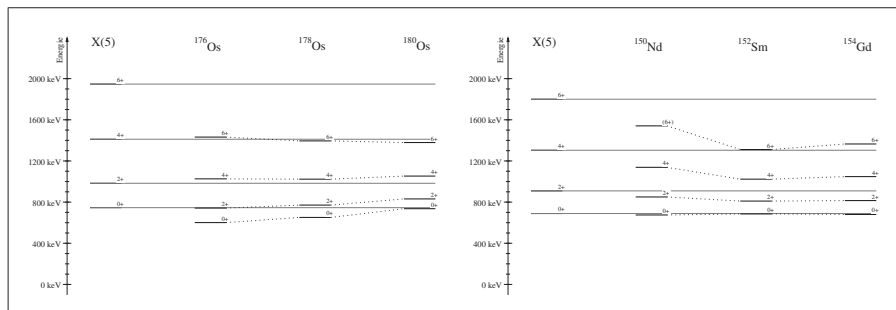
Bevor die im Rahmen dieser Arbeit ermittelten absoluten Übergangswahrscheinlichkeiten bzw. die Übergangsquadrupolmomente mit den Vorhersagen verglichen werden, sollen zunächst die Anregungsenergien nochmals detailliert betrachtet werden. Dazu werden zunächst die Energieniveaus der Grundzustands-, der  $\beta$ - und der  $\gamma$ -Bande der drei Os-Isotope mit den jeweiligen Vorhersagen verglichen, die sich aus der X(5)-Symmetrie ergeben (Abbildungen 8.2–8.3). Normiert wurde hierbei auf  $E(2_0^+)$  bzw.  $E(2_1^+)$  aus  $^{180}\text{Os}$  (vgl. [Bij03]). Um die „Güte“ der Übereinstimmung qualitativ beurteilen zu können, werden daneben die entsprechenden Werte der ersten nachgewiesenen X(5)-Kerne in der  $A=150$ -Massenregion ebenfalls dargestellt.

Grundsätzlich ist zu bemerken, dass die Abweichungen von den X(5)-Vorhersagen eine deutliche Spinabhängigkeit aufweisen, wie auch in Abbildung 8.4 ersichtlich ist.

Darüber hinaus fällt auf, dass – abgesehen von der Lage des Bandenkopfes der  $\beta$ -Bande, der durch die X(5)-Symmetrie nahezu perfekt beschrieben wird –  $^{180}\text{Os}$  die schlechteste Über-

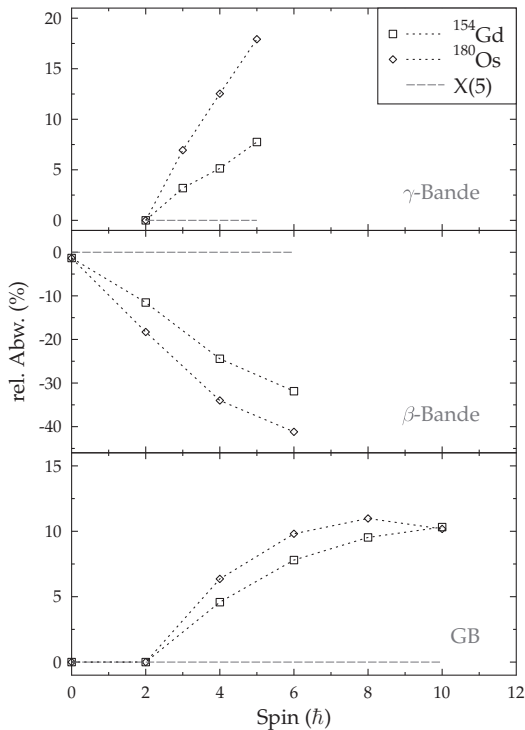


**Abbildung 8.2:** Energien der Grundzustandsbanden von  $^{176,178,180}\text{Os}$  bzw.  $^{150}\text{Nd}$ ,  $^{152}\text{Sm}$ ,  $^{154}\text{Gd}$ . Daten aus [Bas06, Ach09, WU03, der95, AC96, Rei09]; Referenzwerte aus [Bij03] normiert auf  $^{180}\text{Os}$  (links) bzw.  $^{154}\text{Gd}$  (rechts).



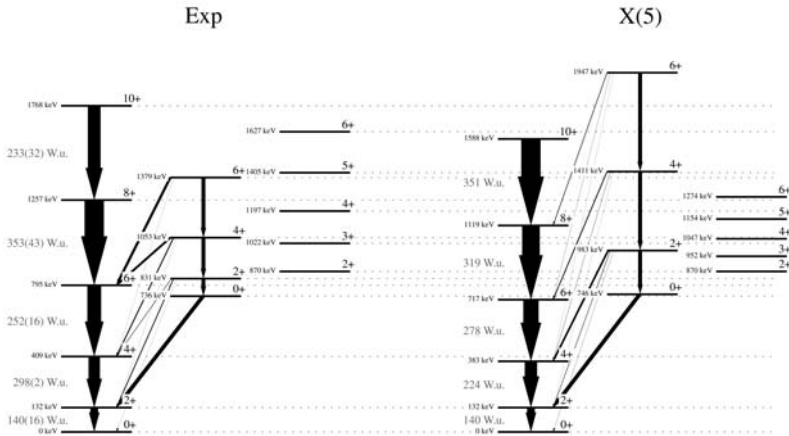
**Abbildung 8.3:** Energien der  $\beta$ -Banden (oben) sowie der  $\gamma$ -Banden (unten) von  $^{176,178,180}\text{Os}$  bzw.  $^{150}\text{Nd}$ ,  $^{152}\text{Sm}$ ,  $^{154}\text{Gd}$ . Daten und Referenzwerte wie in Abb. 8.2.

einstimmung der drei betrachteten Os-Isotope aufweist. Verglichen mit der  $A=150$ -Region entspricht  $^{180}\text{Os}$  was die Übereinstimmung hinsichtlich der Anregungsenergien anbelangt am ehesten dem  $^{154}\text{Gd}$ . Zum Vergleich dieser beiden Kerne ist die Auftragung der relativen Abweichungen der Anregungsenergien beider Kerne von den X(5)-Vorhersagen in Abbildung 8.4 hilfreich, aus der unmittelbar deutlich wird, dass  $^{180}\text{Os}$  die größeren Abweichungen aufweist.



**Abbildung 8.4:** Relative Abweichungen der Anregungsenergien von  $^{180}\text{Os}$  und  $^{154}\text{Gd}$  von den X(5)-Vorhersagen.

Gleichwohl ist die Übereinstimmung mit einem Modell, welches lediglich *einen* Skalierungsfaktor benötigt, auch für  $^{180}\text{Os}$  noch bemerkenswert.

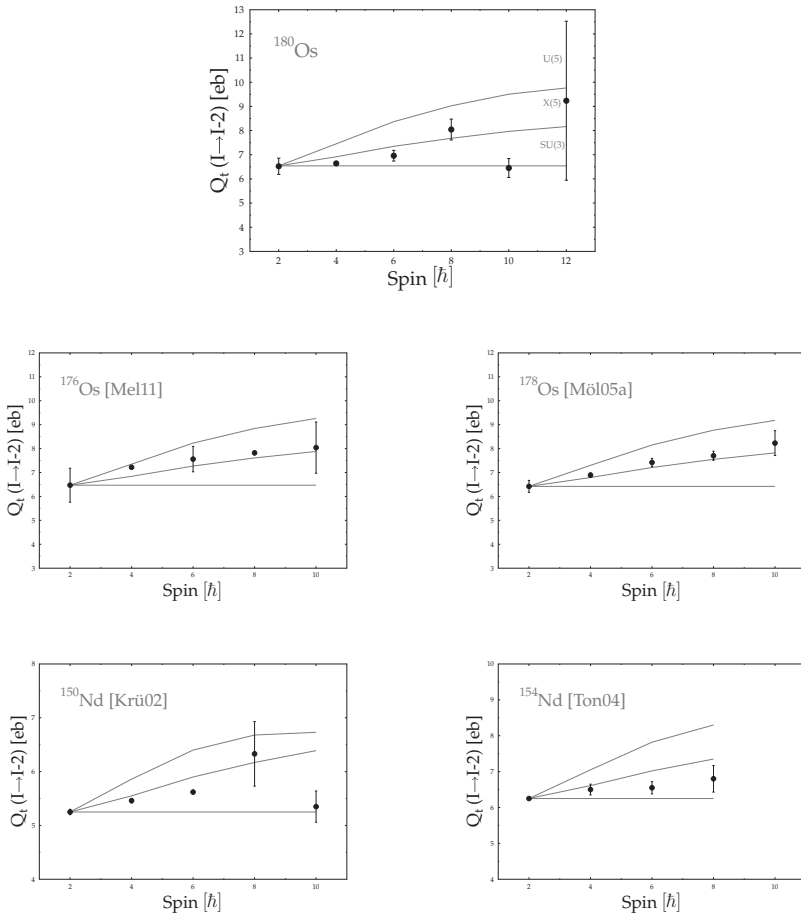


**Abbildung 8.5:** Vergleich der exp. Energien und B(E2)-Werte mit den X(5)-Vorhersagen (vgl. Text für Erläuterungen). **Hinweis:** Die Pfeildicken der experimentellen Interbandenübergänge wurden aus optischen Gründen, d. h. um eine schnelle visuelle Vergleichbarkeit zwischen Experiment und X(5)-Modell zu ermöglichen, *skaliert*. Die Skalierungsfaktoren betragen 100 für die Interbandenzerfälle des  $2_2^+$ -Zustands, 10 bei den sonstigen Interbandenübergängen.

Neben den Anregungsenergien sind auch die Übergangswahrscheinlichkeiten mit den entsprechenden Vorhersagen der X(5)-Symmetrie zu vergleichen, was im Folgenden dargestellt wird.

Für die Grundbande sind in Abbildung 8.6 die aus den reduzierten Übergangswahrscheinlichkeiten errechneten Übergangsquadrupolmomente ( $Q_t$ -Werte) aufgetragen und mit zwei Grenzfällen des IBM sowie den X(5)-Vorhersagen verglichen (vgl. Kapitel 7). Auch hier ist ein Vergleich mit anderen bestätigten X(5)-Kernen instruktiv: Dazu werden in derselben Abbildung die  $Q_t$ -Werte der Grundbande aus  $^{176}\text{Os}$  [Mel11] und  $^{178}\text{Os}$  [Möl05a] sowie  $^{150}\text{Nd}$  [Krü02] und  $^{154}\text{Gd}$  [Ton04] dargestellt. Deutlich erkennbar ist die große Ähnlichkeit zwischen den  $Q_t$ -Werten von  $^{180}\text{Os}$  und  $^{150}\text{Nd}$ .

Zur besseren Veranschaulichung der Gesamtsituation werden in Abbildung 8.5 neben den Energieniveaus der Grund-,  $\beta$ - und  $\gamma$ -Banden auch reduzierte Übergangswahrscheinlichkeiten für die Grundbande sowie relative Übergangswahrscheinlichkeiten für die Intra- und Interbandenzerfälle der  $\beta$ -Bandes illustriert. Die Dicke der Pfeile ist dabei proportional zu den



**Abbildung 8.6:** Experimentell bestimmte Übergangsquadrupolmomente ( $Q_t$ -Werte) von  $^{180}\text{Os}$  (oben); zum Vergleich: Übergangsquadrupolmomente ( $Q_t$ -Werte) von  $^{176}\text{Os}$  und  $^{178}\text{Os}$  (Mitte) nach [Mel11, Möl05a] und  $^{150}\text{Nd}$  und  $^{154}\text{Gd}$  (unten) nach [Krü02, Ton04].

Übergangswahrscheinlichkeiten, die für die Grundbande zusätzlich in Weißkopf-Einheiten angegeben sind. Normiert wurde für die Grundbande auf den  $B(E2, 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$  (=140 W.u.). Interbandenübergänge wurden – wie in der einschlägigen Literatur üblich – auf den jewei-



ligen Intrabandenzerfall, d.h. den  $B(E2, J_2 \rightarrow (J-2)_2)(=100)$ , normiert;  $B(E2, 0_2^+ \rightarrow 2_1^+)$  wurde festgelegt. Die Dicke der Intrabandenübergänge der  $\beta$ -Bande ist nicht maßstäblich verglichen mit  $B(E2, 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$ .

Die für die Ermittlung der relativen  $B(E2)$ -Werte der Interbandenübergänge erforderlichen Intensitäten, Verzweigungsverhältnisse und Multipol-Mischungsverhältnisse wurden [Kib94] entnommen, die entsprechend benötigten Konversionskoeffizienten [Kib13].

Die  $X(5)$ -Vorhersagen wurden [Iac01] bzw. [Bon04] entnommen.

**Tabelle 8.1:** Vergleich der relativen Übergangsstärken der Zerfälle der  $\beta$ -Bande in  $^{180}\text{Os}$  mit den  $X(5)$ -Vorhersagen sowie den Werten der beiden  $X(5)$ -Kerne  $^{178}\text{Os}$  und  $^{176}\text{Os}$  (n.b. steht für nicht beobachtet; vgl. Text für Erläuterungen).

	$^{180}\text{Os}$	$X(5)$	$^{178}\text{Os}$	$^{176}\text{Os}$
$2_2^+ \rightarrow 0_1^+$	0,004(1)	3	0,02(1)	n.b.
$\rightarrow 2_1^+$	0,22(1)	11	0,4(1)	4,8(5)
$\rightarrow 4_1^+$	0,11(3)	46	0,9(1)	53(8)
$\rightarrow 0_2^+$	100	100	100	100
$4_2^+ \rightarrow 2_1^+$	0,08(1)	1	0,2(1)	0,01(1)
$\rightarrow 4_1^+$	2,7(4)	5	11(1)	9,7(5)
$\rightarrow 6_1^+$	6(3)	23	50(17)	52(18)
$\rightarrow 2_2^+$	100	100	100	100
$6_2^+ \rightarrow 4_1^+$	0,09(4)	0,4	0,10(3)	0,8(1)
$\rightarrow 6_1^+$	7(2)	3	19(2)	15(1)
$\rightarrow 8_1^+$	n.b.	15	n.b.	n.b.
$\rightarrow 4_2^+$	100	100	100	100

Die relativen Übergangswahrscheinlichkeiten sind in Tabelle 8.1 nochmals zusammengefasst und vergleichsweise gemeinsam mit denen der  $X(5)$ -Kerne  $^{176}\text{Os}$  und  $^{178}\text{Os}$  aufgeführt.

Da die Werte von  $^{180}\text{Os}$  teilweise deutlich von den  $X(5)$ -Vorhersagen abweichen, ist es lohnenswert, die Interbandenübergangswahrscheinlichkeiten genauer zu betrachten.

Im  $X(5)$ -Modell gilt für die relativen Übergangswahrscheinlichkeiten

$$B(E2, L_2 \rightarrow (L-2)_2) > B(E2, L_2 \rightarrow (L+2)_1) > B(E2, L_2 \rightarrow L_1) > B(E2, L_2 \rightarrow (L-2)_1),$$

wobei die Werte der Zerfälle in die Grundbande mit steigendem Spin des Ausgangszustands – verglichen mit dem jeweiligen Intrabandenzerfall – abnehmen, konkret bedeutet

dies beispielsweise

$$\frac{B(E2, 2_2 \rightarrow 4_1)}{B(E2, 2_2 \rightarrow 0_2)} > \frac{B(E2, 4_2 \rightarrow 6_1)}{B(E2, 4_2 \rightarrow 2_2)} > \frac{B(E2, 6_2 \rightarrow 8_1)}{B(E2, 6_2 \rightarrow 4_2)}.$$

Letztere Relation kann in keinem der drei Os-Isotope beobachtet werden.

Im Gegensatz zu den beiden X(5)-Kernen  $^{176}\text{Os}$  und  $^{178}\text{Os}$ , in denen die eben skizzierten Zusammenhänge zwischen den  $B(E2, J_i \rightarrow (J \pm x)_f)$  ( $x \in \{0, 2\}$ ) gelten, finden sich beim  $^{180}\text{Os}$  folgende Abweichungen:

- Bei den Zerfällen des  $2_2^+$ -Zustands sind die Übergangswahrscheinlichkeiten recht schwach (vergleichbar mit  $^{178}\text{Os}$ ) und es gilt abweichend von der X(5)-Vorhersage:  $B(E2, 2_2 \rightarrow 2_1) > B(E2, 2_2 \rightarrow 4_1)$ .
- Bei den Zerfällen des  $4_2^+$ -Zustands stimmen die Übergangswahrscheinlichkeiten zumindest tendenziell mit denen der X(5)-Vorhersagen überein
- Bei den Zerfällen des  $6_2^+$ -Zustands stimmen die Übergangswahrscheinlichkeiten ebenfalls tendenziell überein.

In [Möl05a] wird das Verhältnis  $B(E2, L_2 \rightarrow L_1)/B(E2, L_2 \rightarrow (L+2)_1)$  als eine wichtige Testgröße für die Gültigkeit des X(5)-Modells herausgestellt. Des Weiteren wird darin dargestellt, wie sich die Übergangswahrscheinlichkeiten mit Variation des IBM-Parameters  $\eta$  verändern. Verschwindend kleine Werte der relativen Übergangswahrscheinlichkeiten sowie ein  $B(E2, L_2 \rightarrow L_1)/B(E2, L_2 \rightarrow (L+2)_1) < 1$  deuten demnach auf ein von  $-\sqrt{7}/2$  verschiedenes  $\chi$  hin. Auf diesen Zusammenhang wird weiter unten nochmals eingegangen werden. Es ist an dieser Stelle zu bemerken, dass verschwindende Übergangswahrscheinlichkeiten von Zerfällen der  $\beta$ - in die Grundbande auch charakteristisch für das SU(3)-Limit sind [Cas90].

Es sei aus systematischen Gründen erwähnt, dass im Nachbarkern  $^{182}\text{Os}$  keine  $\beta$ -Bande bekannt ist, was den in den drei Os-Isotopen erkennbaren Trend hin zu verschwindenden Übergangswahrscheinlichkeiten mit steigender Masse fortsetzt (vgl. Tabelle 8.1). Der Kern  $^{182}\text{Pt}$  hingegen, bei dem ebenfalls X(5)-Artigkeit vermutet wird, verhält sich hinsichtlich der Interbandenübergangswahrscheinlichkeiten tendenziell gemäß der X(5)-Vorhersage [Gla12].

In der Gesamtschau vermag das X(5)-Modell den Kern  $^{180}\text{Os}$  zwar nicht perfekt aber immer noch gut zu beschreiben. Die Übergangsquadrupolmomente der Grundbande sind qualitativ mit denen von  $^{150}\text{Nd}$  vergleichbar. Die Anregungsenergien weisen – je nach betrachteter

Bande – Abweichungen von 10–40% von den Vorhersagen auf (zum Vergleich: die Abweichungen bei  $^{154}\text{Gd}$  betragen 10–30%). Auffällig ist die Abweichung jedoch bei den Übergangswahrscheinlichkeiten der Interbanden-Zerfälle der  $\beta$ -Bande, was möglicherweise Anzeichen einer  $\gamma$ -weichen Kernform sein könnte, wie sie bei den schwereren Os-Isotopen (vgl. bspw. [Cas78]) bekannt ist. Diese Vermutung wird im Kapitel über die Beschreibung des Kerns mit Hilfe des IBM wieder aufgenommen werden.

### 8.1.3 Beschreibung von $^{180}\text{Os}$ im Rahmen weiterer Kernmodelle

Da der Vergleich mit dem X(5)-Modell relativ zu den anderen bekannten X(5)-Kernen die schlechteste Übereinstimmung ergab, sollen im Folgenden zwei weitere Kernmodelle verwendet werden, um die Struktur der Grund-,  $\beta$ - und  $\gamma$ -Bande in  $^{180}\text{Os}$  zu beschreiben.

#### Beschreibung im Rahmen des GCM

Zur Beschreibung der experimentellen Daten im Rahmen des GCM (s.o.) wurde von Pavel Petkov [Pet13] ein entsprechender GCM-Fit durchgeführt. Neben den Energieniveaus der Grundzustands-,  $\beta$ - und  $\gamma$ -Banden wurden reduzierte Übergangswahrscheinlichkeiten der Grundzustandsbande sowie relative Übergangsstärken der Zerfälle der  $\beta$ -Bande gefittet, die in Abbildung 8.9 bzw. Tabelle 8.5 wiedergegeben sind.

**Tabelle 8.2:** Fitparameter des GCM-Fits

$B_2$ [MeV s <sup>2</sup> ]	$P_3$ [MeV <sup>-1</sup> s <sup>-2</sup> ]	$C_2$ [MeV]	$C_3$ [MeV]	$C_4$ [MeV]	$C_6$ [MeV]
$0,786 \times 10^{-40}$	$0,352 \times 10^{41}$	$-0,199 \times 10^3$	$0,268 \times 10^3$	$0,406 \times 10^4$	$0,575 \times 10^4$

Die sich aus der Rechnung ergebenden Potentiale sind in der Abbildung 8.7 wiedergegeben; ein Vergleich der drei Potentiale  $V(\beta, \gamma)$  der drei geraden Osmium-Isotope  $^{176-180}\text{Os}$  ist in Abbildung 8.8 dargestellt. Die Potentialformen sind vergleichbar; mit steigender Neutronenzahl fallen 1.) die sinkende Grundzustandsenergie (schwarze Linie) und 2.) die zu höheren Werten von  $\beta$  wandernden Minima der Kurven auf; die Deformation steigt also erwartungsgemäß mit der Masse an (vgl. beispielsweise [Pod02]).

In Anbetracht der Ergebnisse des GCM-Fits (vgl. auch Abbildung 8.9) bleibt festzuhalten, dass das GCM die Lage und die Abstände der Energieniveaus innerhalb der  $\beta$ -Bande weniger gut reproduzieren kann. Auch die Beschreibung der  $\gamma$ -Bande ist weniger gut.

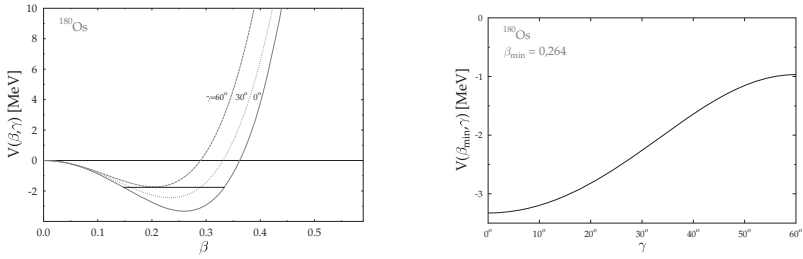


Abbildung 8.7: Energiepotentiale der GCM-Rechnung.

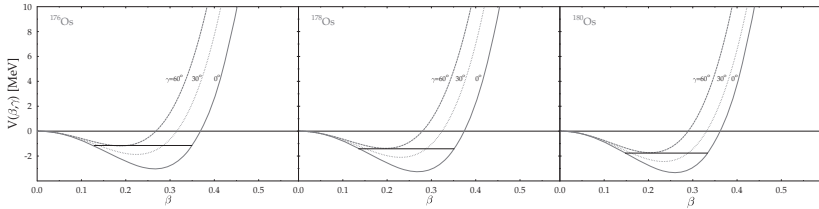


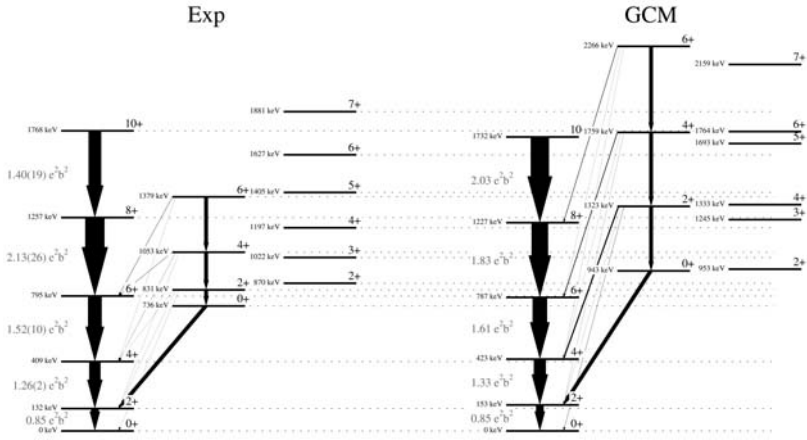
Abbildung 8.8: Potentiale  $V(\beta, \gamma)$  der GCM-Rechnung für die drei Isotope  $^{176,178,180}\text{Os}$ .

Die Intrabandenübergänge hingegen stimmen gut mit den experimentellen Werten überein. Hinsichtlich der Interbanden-Übergangsstärken ergeben sich wie auch bei den X(5)-Vorhersagen Abweichungen zu den experimentellen Werten.

### Beschreibung im Rahmen des IBM

Zusätzlich zum GCM-Fit wurden mit Hilfe der Programme `Arbmodel` [Hei08] bzw. `Scanfit` [Hei13] sd-IBM-1-Fits durchgeführt. Scanfit berechnet Anregungsenergien (Eigenenergien) zu einem gegebenem Hamiltonian, bei dem die Fitparameter (Faktoren vor den Casimir-Summanden) variiert werden. Nach jedem Variationsschritt wird die Summe der Abweichungsquadrate gebildet. Die Variation wird so lange durchgeführt (gescannt), bis ein Minimum der Abweichungsquadrate gefunden ist. Es fließen nur Anregungsenergien ein, Übergangswahrscheinlichkeiten werden nicht gefittet.

Da diese Methode grundsätzlich auch ein nicht-gewünschtes Minimum finden kann, ist es wichtig, die Randbedingungen für die Parameter wohlüberlegt festzulegen. Aufgrund der X(5)-Hypothese wurde zunächst angenommen, dass sich der Kern im Übergangsbereich



**Abbildung 8.9:** Vergleich der experimentellen Energien und  $B(E2)$ -Werte mit den Ergebnissen des GCM-Fits.

zwischen den Grenzfällen  $U(5)$  und  $SU(3)$  befindet. Daher wurde zuerst ohne einen  $O(6)$ -Anteil gerechnet, wobei der folgende Hamilton-Operator (Casimir-Form) genutzt wurde:

$$H_c = \epsilon_c C_1[U(5)] + \delta C_2[SU(3)] + \gamma C_2[O(3)]$$

der in der Multipolform folgendem Hamiltonian entspricht:

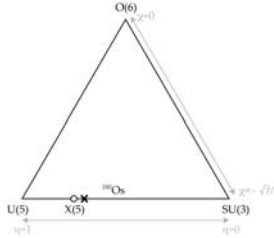
$$H = \epsilon_c \hat{n}_d + \frac{4}{3} \delta \hat{Q} \hat{Q} + \left( \frac{1}{2} \delta + 2\gamma \right) \hat{L} \hat{L}.$$

Die Bosonenzahl im Fall von  $^{180}\text{Os}$  beträgt 14. Die Fitparameter  $\epsilon_c$ ,  $\delta$  und  $\gamma$  sind in Tabelle 8.3 zusammengefasst. Gemäß Kapitel 7 ermöglicht die Umrechnung dieser Fit-Parameter in  $\eta$  auch eine Einordnung des Korns  $^{180}\text{Os}$  in das Casten-Dreieck, die in Abbildung 8.10 grafisch dargestellt ist ( $\chi = -\sqrt{7}/2$ , da der  $O(6)$ -Term nicht einfließt). Beide Werte sind ebenfalls in der Tabelle angegeben.

Zur Berechnung der Übergangswahrscheinlichkeiten mit `Arbmodel` war zudem die Festle-

**Tabelle 8.3:** Fitparameter des IBM-Fits ohne O(6)-Term

$\epsilon_c$	$\delta$	$\gamma$	$\chi$	$\eta$
[MeV]	[MeV]	[MeV]		
0,160	-0,005	0,016	$-\sqrt{7}/2$	0,7

**Abbildung 8.10:** Einordnung des Kerns  $^{180}\text{Os}$  in das Casten-Dreieck auf Basis des ersten IBM-Fits (Ohne O(6)-Term).

gung der effektiven Bosonenladung, d. h. der Parameter  $\alpha$  und  $\beta$  im Übergangsoperator

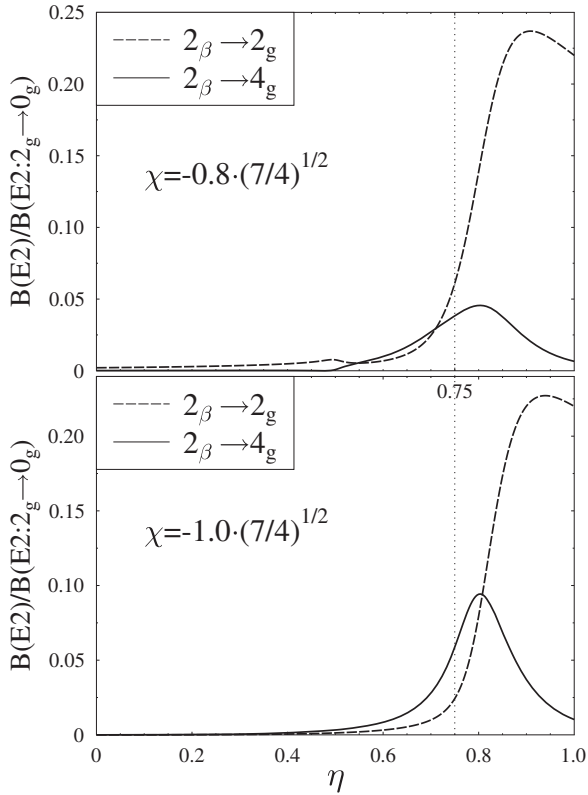
$$T^{(E2)} = \alpha[s^\dagger \times d + d^\dagger \times s] + \beta[d^\dagger \times d]$$

(vgl. [Iac87]) notwendig. Hierfür wurden  $\alpha$  und  $\beta$  so gewählt, dass der  $B(E2, 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$  reproduziert wird, was mit  $\alpha=0,10052$  eb und  $\beta=-0,1399$  eb der Fall war. Hierbei ist zu bemerken, dass letztlich nur  $\alpha$  ein frei wählbarer Parameter ist, da  $\beta = \alpha\chi$  gilt (mit  $\chi = -\sqrt{7}/2$ ).

Das resultierende Termschema sowie die Übergangswahrscheinlichkeiten sind in Abbildung 8.12 (oben) bzw. Tabelle 8.5 wiedergegeben. Die Übereinstimmung mit den experimentellen Anregungsenergien sowie den Übergangswahrscheinlichkeiten innerhalb der Grundbande sind gut. Bis auf das Verhältnis von  $B(E2, 2_2 \rightarrow 2_1)$  zu  $B(E2, 2_2 \rightarrow 4_1)$  werden tendenziell auch die Interbandenübergänge beschrieben.

In Abbildung 8.11 sind die Verläufe der relativen  $B(E2)$ -Werte aus einem Fit<sup>1</sup> für  $^{156}\text{Dy}$  (Bosonzahl: 12) dargestellt. Die Darstellung basiert auf einer Abbildung aus [Möl05a] und zeigt, wie sich die Verhältnisse der  $B(E2, I_2 \rightarrow (I+2)_1)/B(E2, I_2 \rightarrow I_1)$  mit den IBM-Parametern ändern. Die vertikale Linie bei  $\eta = 0,75$  markiert die X(5)-Verhältnisse. Es ist zu erkennen, dass bei  $\chi = -\sqrt{7}/2$  (unterer Teil der Abbildung) die  $B(E2, I_2 \rightarrow (I+2)_1)/B(E2, I_2 \rightarrow I_1)$  immer größer 1 sind. In den experimentellen Daten für  $^{180}\text{Os}$  ist für  $I=2$  das Verhältnis jedoch kleiner 1, eine Verschiebung, die im oberen Teil der Abbildung 8.11 für einen größeren Wert

<sup>1</sup>Gefittet wurde in diesem Fall mit dem Code phint.



**Abbildung 8.11:** Verläufe relativer B(E2)-Werte in Abhängigkeit der IBM-Parameter  $\eta$  und  $\chi$  (Erläuterungen im Text); nach: [Möl05a], Daten: [Möl13].

von  $\chi$  (beim durch den IBM-Fit ermittelten  $\eta = 0,7$ ) zu erkennen ist. Dies deutet darauf hin, dass beim  $^{180}\text{Os}$  eine Verschiebung in Richtung der  $\gamma$ -weichen Kernform beobachtet werden kann.

Ausgehend von den Fitresultaten im ersten Durchgang wurde daher der Hamiltonian um den O(6)-Term erweitert:

$$H_c = \epsilon_c C_1[U(5)] + \delta C_2[SU(3)] + \gamma C_2[O(3)] + \eta_c C_2[O(6)].$$

Der Parameter  $\eta_c$  wurde nun schrittweise erhöht und die relativen Übergangswahrscheinlichkeiten wurden ermittelt. Aufgrund der Abhängigkeit des Parameters  $\beta$  von  $\chi$  im Übergangsoperator (s.o.), wurde für jeden Schritt auch eine neue effektive Bosonenladung bestimmt. Ein Wechsel des Verhältnisses  $B(E2, 2_2 \rightarrow 2_1)/B(E2, 2_2 \rightarrow 4_1)$  zeigte sich bei einem  $\eta_c = -0,0018 \text{ MeV}$  (der Wertebereich ist negativ). Mit den festgehaltenen anderen Parametern entspricht dies einem  $\chi \approx -0,7 \cdot \sqrt{7}/2$ .

Die daraus resultierenden Fitparameter und die daraus berechneten Werte für  $\eta$  und  $\chi$  sind in Tabelle 8.4 zusammengestellt.

**Tabelle 8.4:** Fitparameter des IBM-Fits nach Variation des O(6)-Terms

$\epsilon_c$ [MeV]	$\delta$ [MeV]	$\gamma$ [MeV]	$\eta_c$ [MeV]	$\chi$	$\eta$
0,160	-0,005	0,016	-0,0018	$-0,7 \cdot \sqrt{7}/2$	0,7

Es fällt auf, dass die Anregungsenergien ähnlich, im Fall der  $\gamma$ -Bande sogar etwas besser, beschrieben werden als dies ohne O(6)-Term der Fall war. Die Streckung der  $\beta$ -Bande wird hingegen noch stärker überschätzt als ohne O(6)-Term. Die relativen Übergangswahrscheinlichkeiten sind nach wie vor sehr klein. Tendenziell stimmen sie durch Hinzunahme des O(6)-Terms für die Zerfälle des  $2_2^+$ - und des  $6_2^+$ -Zustands, nicht jedoch für den  $4_2^+$ -Zustand mit den experimentellen Werten überein.

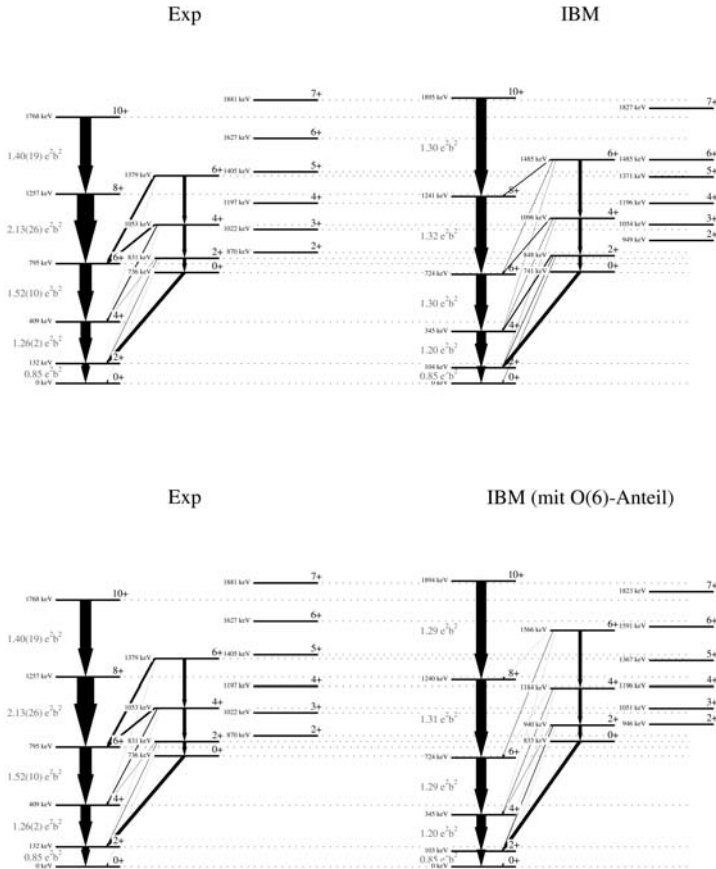
Der zweite Fit liefert nach wie vor keine perfekte Beschreibung der experimentellen Daten, zeigt allerdings deutlich, dass eine umfassende Beschreibung des Kerns  $^{180}\text{Os}$  im Rahmen des IBM ohne einen O(6)-Anteil nicht auskommt.

### 8.1.4 Die Banden negativer Parität in $^{180}\text{Os}$

Die Bande  $E$  in Abbildung 6.1 wird in [Lie88, Lie99] als  $(-, 1)_3$ -Bande bezeichnet. Aufgrund der Interbandenübergänge aus Bande  $F$   $((-, 0)_2$  in der Nomenklatur aus [Lie99]) werden diese beiden Banden als Signaturpartner gedeutet. Das Isomer mit  $I^\pi = 7^-$  und einer Halbwertszeit von 17(3) ns wird als Bandenkopf angesehen. Eine Annahme, die von fehlenden Übergängen zwischen beiden Banden unterhalb des  $7^-$ -Zustands gestützt wird.

Lieder *et al.* [Lie99] deuten diese beiden Banden als Niedrig-K-Kombinationen der  $\nu 7/2^+[633]$ - und der  $\nu 7/2^-[514]$ -Konfigurationen; in der Veröffentlichung wird ein  $K = 2$  angenommen. Im Nilsson-Diagramm in Abbildung 8.19 ist erkennbar, dass das  $\nu 7/2^-[514]$ -Orbital (gestrichelte Linie, da  $\pi = -1$ ) ansteigt, also deformationshemmend ist, da eine





**Abbildung 8.12:** Vergleich der experimentellen Energien und B(E2)-Werte mit den Ergebnissen der IBM-Fits ohne (oben) und mit O(6)-Term (unten). **Hinweis:** Die Pfeildicken der Interbandenübergänge wurden aus optischen Gründen, d. h. um eine schnelle visuelle Vergleichbarkeit zwischen Experiment und IBM zu ermöglichen, *skaliert*. Die Skalierungsfaktoren betragen 50 für die Interbandenzerfälle des  $2^+_1$ -Zustands, 50 bei den Interbandenübergängen des IBM (oben) und 10 für die übrigen Interbandenübergänge – sowohl für Experiment (oben und unten) als auch IBM (unten).

**Tabelle 8.5:** Vergleich der relativen Übergangsstärken der Zerfälle der  $\beta$ -Bande in  $^{180}\text{Os}$  mit den X(5)-Vorhersagen sowie den Ergebnissen des GCM- und der zwei IBM-Fits (‡: Fit ohne O(6)-Term, †: Variation des O(6)-Terms; Erläuterungen im Text; n.b. steht für nicht beobachtet.)

	$^{180}\text{Os}$	X(5)	GCM	IBM†	IBM‡
$2_2^+ \rightarrow 0_1^+$	0,004(1)	3	5	0,2	0,0
$\rightarrow 2_1^+$	0,22(1)	11	1	0,3	0,4
$\rightarrow 4_1^+$	0,11(3)	46	32	0,7	0,2
$\rightarrow 0_2^+$	100	100	100	100	100
$4_2^+ \rightarrow 2_1^+$	0,08(1)	1	2	0,1	0,1
$\rightarrow 4_1^+$	2,7(4)	5	0,02	0,2	1,1
$\rightarrow 6_1^+$	6(3)	23	17	0,5	0,0
$\rightarrow 2_2^+$	100	100	100	100	100
$6_2^+ \rightarrow 4_1^+$	0,09(4)	0,4	0,9	0,1	0,1
$\rightarrow 6_1^+$	7(2)	3	<0,01	0,2	1,0
$\rightarrow 8_1^+$	n.b.	15	12	0,5	0,0
$\rightarrow 4_2^+$	100	100	100	100	100

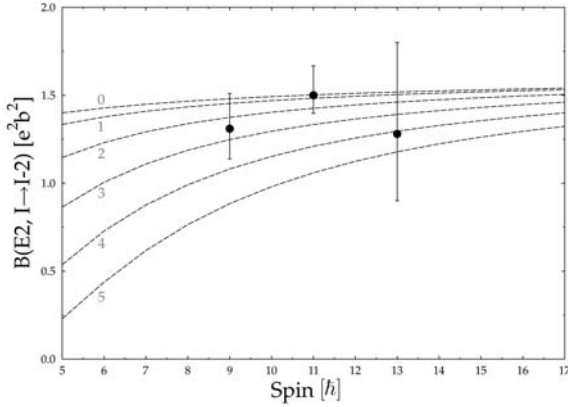
geringere Deformation energetisch bevorzugt ist, während das  $\nu 7/2^+[633]$ -Orbital deformationstreibenden Charakter hat. Die Kreuzung zwischen beiden liegt bei  $\epsilon_2 \approx 0,25$ , was in etwa der Deformation der Grundbande entspricht.

Die in Bande  $E$  ermittelten Lebensdauern ermöglichen eine Überprüfung dieser Hypothese. Eine Näherung aus [Pet94] ermöglicht die Bestimmung eines mittleren  $K_{\text{rms}}$  der Bande. Demnach können die B(E2)-Werte für einen axialsymmetrisch deformierten Kern in Abhängigkeit von  $K$  mit

$$B(E2, I \rightarrow I-2) = \frac{5}{16\pi} Q_0^2 \frac{3}{2} \frac{(I+1)(I+2)}{(2I+3)(2I+5)} \left( 1 - \frac{\langle K^2 \rangle}{(I+1)(I+2)} \right)^2 \quad (8.1)$$

errechnet werden. Hierbei wird angenommen, dass sich die K-Verteilung der Wellenfunktionen mit dem Spin nicht signifikant verändert. Der  $K$ -Wert der Bande wird dann mit  $K_{\text{rms}} = \sqrt{\langle K^2 \rangle}$  angenommen.

In Abbildung 8.13 sind die experimentell ermittelten reduzierten Übergangswahrscheinlichkeiten der Bande  $E$  aufgetragen. Die Kurven entsprechen den Werten von Gleichung (8.1) für verschiedene (in der Abbildung angegebene) Werte für  $K_{\text{rms}}$ , wobei für  $Q_0$  mit der Argumentation zu Beginn dieses Abschnitts der Wert der Grundzustandsdeformation (6,6 eb)



**Abbildung 8.13:**  $B(E2, I \rightarrow I-2)$  Werte der Banden negativer Parität und ungeradem Spin (Bande  $E$  in Abbildung 6.1; Erläuterungen im Text).

angenommen wird. Die Werte sind mit allen niedrigen  $K$ -Werten vereinbar, so dass die Annahme von  $K = 2$  aus [Lie99] auch von den im Rahmen dieser Arbeit ermittelten experimentellen Übergangswahrscheinlichkeiten gestützt wird.

### 8.1.5 Bandenkreuzung in $^{180}\text{Os}$

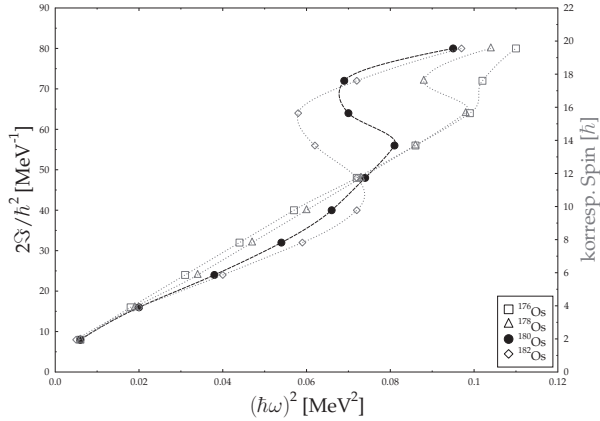
Ein in deformierten Kernen häufig beobachtetes und umfassend studiertes Phänomen (vgl. bspw. [Dra80, Lie82] bzw. grundlegender [Cas90]) ist das sogenannte *Backbending*, d. h. eine „Rückbiegung“ [MK94] in der Auftragung des Trägheitsmoments

$$\frac{2\Im}{\hbar^2} = \frac{4J - 2}{E(J) - E(J - 2)}$$

über der Rotationsenergie

$$(\hbar\omega)^2 = \frac{1}{4}[E(J) - E(J - 2)]^2$$

(vgl. Abbildung 8.14). Obwohl es in der Yrast-Bande von  $^{180}\text{Os}$  mehrere dieser Effekte gibt, soll im Folgenden nur das erste Backbending betrachtet werden, welches in  $^{180}\text{Os}$  aufgrund der Kreuzung von Yrast- und der rotationsausgerichteten  $(i_{13/2})^2$ -Neutronen-Konfiguration,

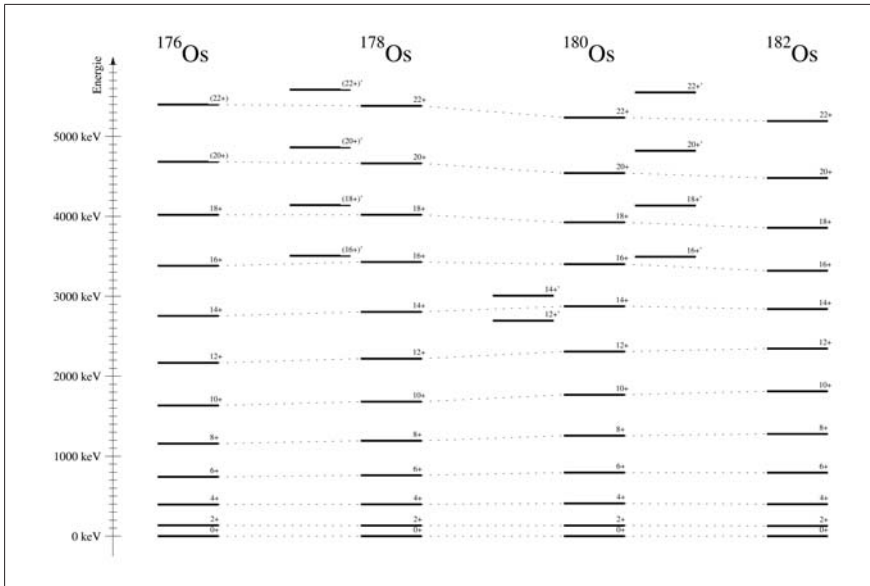


**Abbildung 8.14:** Backbending in der Grundbande in  $^{180}\text{Os}$  verglichen mit den geraden Nachbarisotopen  $^{178,182}\text{Os}$ ; Daten aus: [nud13].

der Stockholm- bzw. S-Bande, bei einem Spin von  $I \approx 14\hbar$  entsteht, eine Erkenntnis, die aus den jeweils ungeraden Nachbarisotopen gewonnen werden kann (vgl. beispielsweise [Bal93] oder [Lie82]). Die Rotationsausrichtung (*rotational alignment*) ist eine von zwei Möglichkeiten, die Kopplung eines Quasiteilchens an den Rumpf des Kernes zu beschreiben (vgl. [Wei96]). Coriolis-Wechselwirkung führt dabei dazu, dass die Ausrichtung des Spins des Quasiteilchens parallel zu der des Drehimpuls des Rumpfes energetisch bevorzugt ist. Im vorliegenden Fall richten also die ( $i_{13/2}$ )-Neutronen (S-Bande) ihren Drehimpuls an dem des Rumpfes (Grundzustandsbande) aus.

In Abbildung 8.15 sind die Spektren der tiefliegenden Yrast-Zustände für die in Abbildung 8.14 betrachteten Os-Isotope nochmals dargestellt. Angedeutet sind für die Kerne  $^{178,180}\text{Os}$  die jeweiligen S-Banden, die im Fall von  $^{180}\text{Os}$  die Grundbande kreuzt und zur Yrast-Bande wird (ab  $I^\pi = 16^+$ ), während die darüberliegenden Zustände der Bande  $H$ , die die Fortsetzung der Grundbande bildet, zu Yrare-Zuständen werden (in Abbildung 8.16 markiert mit Hochkomma). Im Fall von  $^{178}\text{Os}$  findet keine Kreuzung statt; die S-Bande bleibt Yrare-Bande.

Die Entwicklung der Anregungsenergien mit steigender Masse macht den Einfluss der Kreuzung deutlich: bis zum Kreuzungsbereich steigt die Streckung der Banden mit der Neutronenzahl  $N$  an (zentrifugale Streckung). Im Bereich der Bandenkreuzung ändert sich das



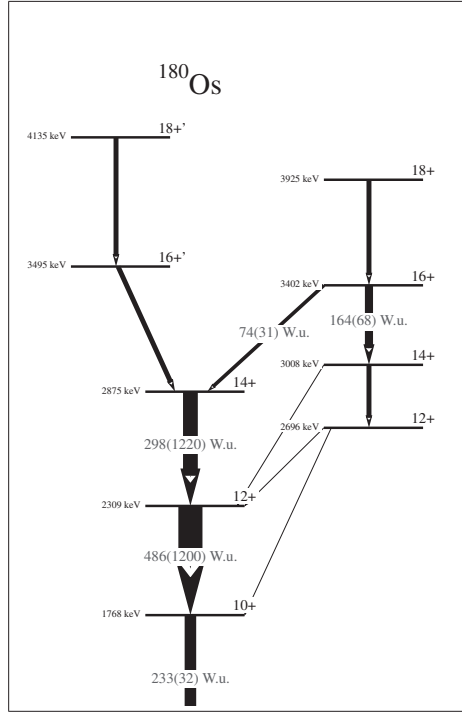
**Abbildung 8.15:** Anregungsenergien der Yrast-Banden in den Kernen  $^{176-182}\text{Os}$ . Gepunktete Linien verbinden die Yrast-Zustände (aus optischen Gründen); mit Hochkomma gekennzeichnete Zustände sind Yrare-Niveaus. Für  $^{178-180}\text{Os}$  sind angeregte Banden eingezeichnet, die Daten aus [nud13].

Bild: hier sinken für die Kerne mit Bandenmischung ( $^{178-182}\text{Os}$ ) die Anregungsenergien mit  $N$ , was ein Indikator für den Einfluss der Bandenmischung ist.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde eine Lebensdauer für den  $16^+_{1-}$ -Zustand ermittelt. Mit Hilfe einer simplen 2-Banden-Mischungsrechnung war es möglich, reduzierte Übergangswahrscheinlichkeiten theoretisch, d. h. aus den im Rahmen der Mischungsrechnung ermittelten Wellenfunktionen, vorherzusagen und mit den gemessenen Werten zu vergleichen. In Abbildung 8.16 ist die Situation nochmals veranschaulicht.

Die Rechnung wurde mit Hilfe der in Abschnitt 7.2 gelegten Grundlagen durchgeführt. Es wurde vereinfachend von einer 2-Banden-Mischung ausgegangen, d. h. die Grundzustandsbande und deren Fortsetzung (Bande  $H$  aus Abbildung 6.2) wurden mit der  $S$ -Bande gemischt.

Die relevanten Gleichungen für die Übergangsmatrixelemente, die sich unmittelbar aus den in Abschnitt 7.2 angegebenen Wellenfunktionen ableiten lassen, lauten (in der Nomenklatur



**Abbildung 8.16:** Partielles Termschema von  $^{180}\text{Os}$ . In der Arbeit ermittelte reduzierte Übergangswahrscheinlichkeiten sind angegeben; die Pfeilstärken sind dazu proportional.

aus [Hac12]<sup>2</sup>:

$$\langle 16_B | E2 | 14_A \rangle = -\alpha_{14}\beta_{16}\langle 16_a | E2 | 14_a \rangle + \alpha_{16}\beta_{14}\langle 16_b | E2 | 14_b \rangle \quad (8.2)$$

sowie

$$\langle 16_B | E2 | 14_B \rangle = \beta_{14}\beta_{16}\langle 16_a | E2 | 14_a \rangle + \alpha_{14}\alpha_{16}\langle 16_b | E2 | 14_b \rangle \quad (8.3)$$

Hierbei stehen die Indizes  $A, B$  für die gestörten (d. h. tatsächlich beobachteten) Übergänge in der Grundbande (S-Bande). Die kleinen Indizes  $a, b$  repräsentieren die ungestörten Übergänge. Die Matrixelemente  $\langle 16_B | E2 | 14_A \rangle$  und  $\langle 16_B | E2 | 14_B \rangle$  entsprechen also den im Rahmen der Arbeit gemessenen B(E2)-Werten des Zerfalls des  $16_1^+$ -Zustands. Die übrigen

<sup>2</sup>Die Überführung der Nomenklatur aus Abschnitt 7.2 in die aus [Hac12] lautet beispielhaft (mit  $K_1=A(a)$ ,  $K_2=B(b)$ ):  $|\psi_{16,K_1}\rangle = |16_A\rangle$ ,  $|\phi_{14,K_2}\rangle = |14_b\rangle$

im Rahmen der Auswertung genutzten Matrixelemente ergeben sich entsprechend.

Anhand der experimentellen Situation wurden die notwendigen Werte der  $\alpha_i$  und  $\beta_i$  in Abhängigkeit eines angepassten  $V$  ausgerechnet. Das  $V$  wurde so gewählt, dass die experimentell ermittelten Werte mit Hilfe der weiter unten erläuterten Berechnungen möglichst gut beschrieben werden können. Die Einführung einer leichten Spinabhängigkeit (vgl. beispielsweise [Whe99]) verbesserte die Beschreibung.  $V$  ist durch die Bedingung  $V < \frac{\Delta E_{exp}}{2}$  nach oben beschränkt (für den  $16_1^+$ -Zustand auf 46,1 keV). Die Werte sind in Tabelle 8.6 aufgeführt und entsprechen im Rahmen des Fehlers denen aus [Dra80] ( $V=34\pm 4$  keV).

**Tabelle 8.6:** Ergebnisse der Mischungsrechnung: angenommenes  $V$  sowie daraus resultierende ungestörte Energien und Mischungsparameter  $\alpha^2$  und  $\beta^2$ .

$I [\hbar]$	$E_A$ [keV]	$E_B$ [keV]	$V$ [keV]	$E_A^{ungest.}$ [keV]	$E_B^{ungest.}$ [keV]	$\alpha^2$	$\beta^2$
12	2309	2696	30	2312	2693	0,006	0,994
14	2875	3008	34	2884	2998	0,071	0,929
16	3495	3402	39,6	3472	3425	0,759	0,241

Anhand dieser Mischungsrechnung wurden folgende Berechnungen durchgeführt, die im weiteren Verlauf in unterschiedlichem Detaillierungsgrad diskutiert werden:

1. Verifizierung der gemessenen B(E2)-Werte (unter Vorgabe eines  $\langle 16_a | E2 | 14_a \rangle$ , welches gemäß X(5)-Symmetrie erwartet wird);
2. Berechnung der ungestörten Matrixelemente  $\langle 16_b | E2 | 14_b \rangle$  sowie  $\langle 16_a | E2 | 14_a \rangle$  aus den experimentell bestimmten B(E2)-Werten;
3. Bestimmung eines gestörten B(E2)-Wertes für den Zerfall des  $16_2^+$ -Zustands in die Grundbande;
4. Bestimmung des B(E2)-Verzweigungsverhältnisses des  $14_2^+$  und Vergleich mit den experimentellen Werten;
5. Bestimmung des Matrixelements  $\langle 14_a | E2 | 12_a \rangle$  und Vergleich mit erwartetem Wert.

**Bei Fall 1** wurden die Gleichungen

$$\langle 16_B | E2 | 14_A \rangle = -\alpha_{14}\beta_{16}\langle 16_a | E2 | 14_a \rangle + \alpha_{16}\beta_{14}\langle 16_b | E2 | 14_b \rangle$$

und

$$\langle 16_B | E2 | 14_B \rangle = \beta_{14} \beta_{16} \langle 16_a | E2 | 14_a \rangle + \alpha_{16} \alpha_{14} \langle 16_b | E2 | 14_b \rangle$$

nach  $\langle 16_b | E2 | 14_b \rangle$  umgestellt. Da die Ergebnisse der Lebensdaueremessung ergeben haben, dass in den tiefer liegenden Zuständen der Grundbande von  $^{180}\text{Os}$  die  $B(E2)$ -Werte mit Hilfe der  $X(5)$ -Symmetrie beschrieben werden können, wurde hypothetisch angenommen, dass  $\langle 16_a | E2 | 14_a \rangle$  der nach dem  $X(5)$ -Modell vorhergesagte Wert ( $B(E2, 16^+ \rightarrow 14^+) = 418$  W.u. nach [Bon04]) ist. Mit den entsprechenden Werten für die  $\langle 16_B | E2 | 14_A \rangle$  bzw.  $\langle 16_B | E2 | 14_B \rangle$  (vgl. Abbildung 8.16) ergibt sich nach beiden Gleichungen ein konsistenter Wert für  $B(E2, 16_b \rightarrow 14_b) = 180(5)$  W.u. (bzw.  $181(84)$  W.u.), wobei der kleine Index den jeweils ungestörten Zustand bezeichnet.

**Für Fall 2** wurden die ungestörten Matrixelemente  $\langle 16_a | E2 | 14_a \rangle$  und  $\langle 16_b | E2 | 14_b \rangle$  durch Umstellung der in Fall 1 aufgeführten Gleichungen aus den experimentell bestimmten Übergangswahrscheinlichkeiten ermittelt. Es verwundert nicht, dass sich mit  $B(E2, 16_a \rightarrow 14_a) = 419(18)$  W.u. und  $B(E2, 16_b \rightarrow 14_b) = 180(7)$  W.u. Werte ergeben, die mit Fall 1 konsistent sind. Allerdings ist bemerkenswert, dass durch Vorgabe nur eines Parameters ( $V$ ), der zudem in der Literatur angegeben wurde, das Verhalten im Bereich der ersten Bandenkreuzung in  $^{180}\text{Os}$  gut zu beschreiben (vgl. [Dra80]), für  $\langle 16_a | E2 | 14_a \rangle$  der durch die  $X(5)$ -Symmetrie vorhergesagten Wert ermittelt wird. Dies stützt die weiter oben bereits anderweitig belegte Hypothese, dass sich  $^{180}\text{Os}$  mit Hilfe der  $X(5)$ -Symmetrie beschreiben lässt.

**In die Berechnungen zu Fall 3** flossen ebenfalls ausschließlich experimentell bestimmte Übergangswahrscheinlichkeiten ein. Der Wert für  $B(E2, 16_2^+ \rightarrow 14_1^+) = 123(2)$  W.u. ist in Abbildung 8.18 ebenfalls angegeben.

**Mittels Fall 4** konnte geprüft werden, ob die Mischungsrechnung auch die Übergangswahrscheinlichkeiten der Zerfälle des  $14_+^2$ -Zustands gut beschreiben kann. Da diese nicht gemessen werden konnten, wird auf die relativen Übergangswahrscheinlichkeiten zurückgegriffen, die sich aus den in [nud13] angegebenen Gammaintensitäten (und weiteren Werten wie der Übergangsenergie, dem Konversionskoeffizienten etc.) errechnen lassen. Wie in Abschnitt 8.1.2 wurden die notwendigen Werte [Kib13] und [nud13] entnommen. Das Verhältnis von  $|\langle 14_B | E2 | 12_A \rangle|^2 / |\langle 14_B | E2 | 12_B \rangle|^2$  beträgt nach entsprechender Umstellung der relevanten Gleichungen  $0,02 \pm 1,26$ , was im Rahmen des Fehlers mit dem experimentellen Wert von  $0,09$  vereinbar ist. Da zur Berechnung des Verhältnisses drei Unbekannte aus zwei Gleichungen zu ermitteln waren, wurde für  $\langle 14_a | E2 | 12_a \rangle$  wieder der entsprechende  $X(5)$ -Wert genutzt. Der für den großen Fehler ausschlaggebende Faktor ist selbstverständlich der

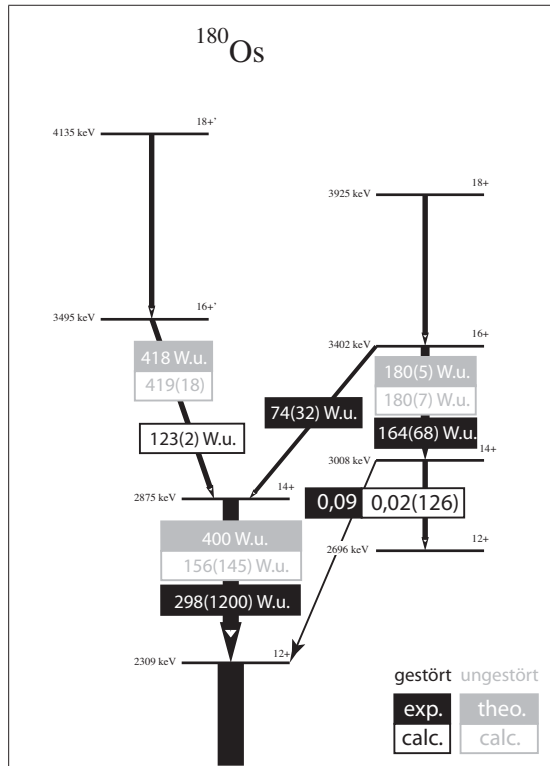


Fehler der Lebensdauer des  $14_1^+$ -Zustands. Eine Bestätigung der X(5)-Hypothese kann hierdurch demnach nicht erfolgen, da das Verhältnis dazu zu schlecht reproduziert wird. (Verbessert wird das Verhältnis durch Vergrößerung des  $\langle 14_A | E2 | 12_A \rangle$ -Wertes sowie Verringerung des Wertes für  $\langle 14_a | E2 | 12_a \rangle$ ; auch die Stärke der Wechselwirkung hat geringen Einfluss  $V$ .)

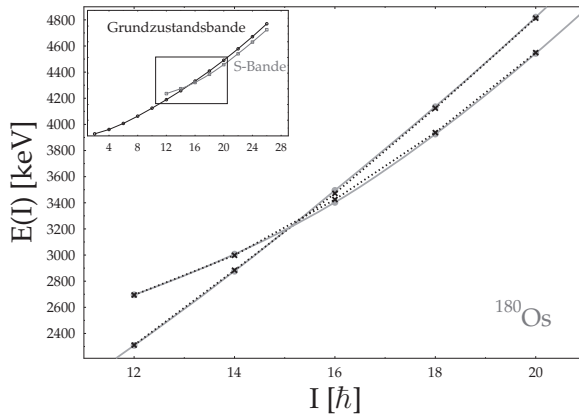
**Fall 5** bot die Möglichkeit, erneut die Beschreibung des Kerns mittels der X(5)-Symmetrie zu testen. So ergibt sich der B(E2)-Wert, der  $\langle 14_a | E2 | 12_a \rangle$  entspricht, zu  $156 \pm 145$  W.u., was im Rahmen des Fehlers nicht mit dem nach X(5)-Modell erwarteten Wert von 400 W.u. vereinbar ist. Insbesondere der Fehler von  $\langle 14_A | E2 | 12_A \rangle$  ist hier erneut als größte Unsicherheit zu benennen. Es ist trivial, dass – wie in den Erläuterungen zu Fall 4 bereits erwähnt – eine Vergrößerung von  $\langle 14_A | E2 | 12_A \rangle$  die Übergangswahrscheinlichkeit des ungestörten Zerfalls erhöht.

Insgesamt stimmen die Ergebnisse gut mit den beobachteten bzw. den erwarteten Werten überein und es ergibt sich trotz des vereinfachten Ansatzes (2-Banden-Mischung) eine im Rahmen der Fehler konsistente Beschreibung. Die Aussagekraft der Fälle 4 und 5 ist durch den hohen Fehler des  $B(E2, 14_1^+ \rightarrow 12_1^+)$  begrenzt. Durch nicht beobachtete Interbandenzerfälle der höher liegenden Zustände bzw. aufgrund des unbekannten Verzweungsverhältnisses des Zerfalls des  $12_2^+$ -Zustands konnten weitere Tests der Beschreibung nicht durchgeführt werden. Auch sind keine Deformationsparameter der S-Bande veröffentlicht, woran die Mischungsrechnung ebenfalls noch überprüft werden könnte (durch Umrechnung der B(E2)-Werte in bspw. den Deformationsparameter  $\beta$ ).

Die ungestörten Energien sind der Vollständigkeit halber in Abbildung 8.18 neben den tatsächlichen Werten (grau) dargestellt.



**Abbildung 8.17:** Ergebnisse der Mischungsrechnung; es sind die Ergebnisse der gerechneten Fälle sowie die gemessenen B(E2)-Werte dargestellt (Erläuterungen siehe Text).



**Abbildung 8.18:** Ungestörte Energien (verbunden durch gepunktete Linien) aus der Mischungsrechnung bei der Bandenkreuzung in  $^{180}\text{Os}$ .

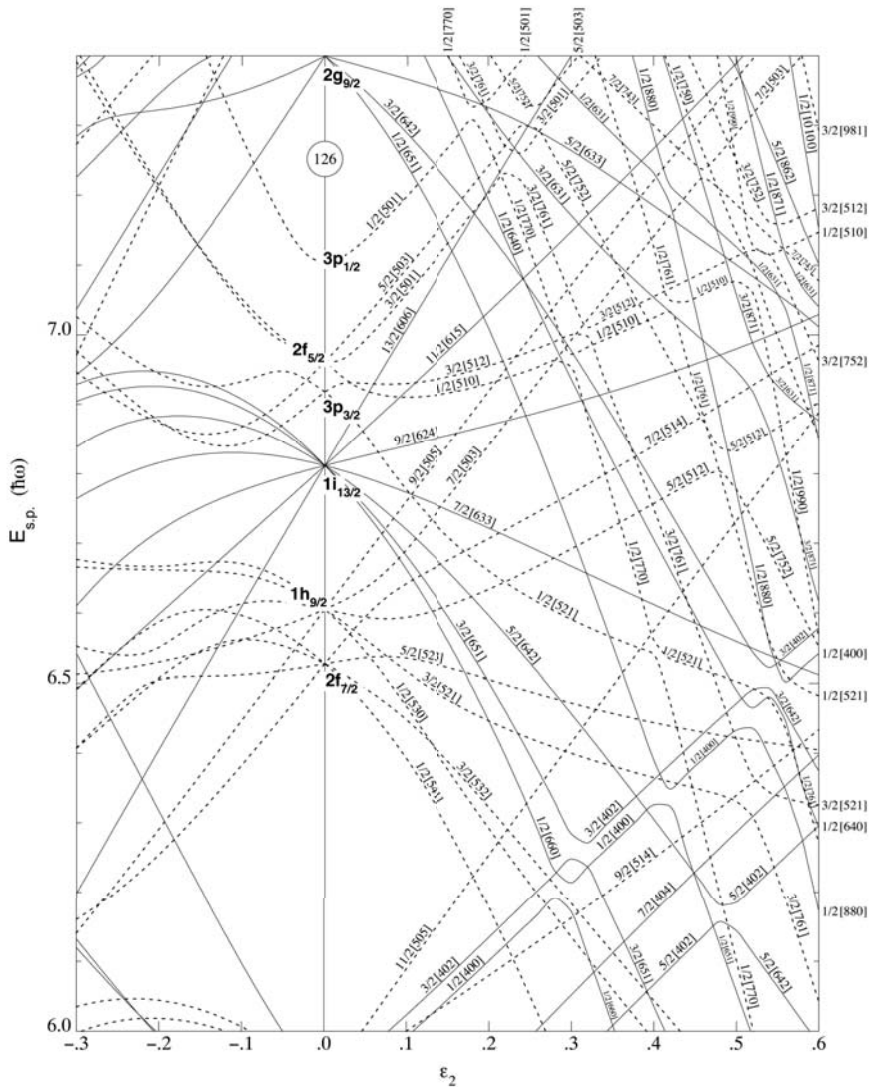


Abbildung 8.19: Nilsson-Diagramm für  $82 \leq N \leq 126$ ; aus: *Table of Isotopes* [Nil13]

## 8.2 Der Kern $^{181}\text{Os}$

Ungerade Kerne bieten die Möglichkeit, einige Eigenschaften ihrer geraden Nachbarkerne zu erklären. Die für den in Abschnitt 8.1.5 beschriebenen Backbending-Effekt ursächliche Konfiguration beispielsweise, kann durch Vergleich mit der Bandenstruktur der ungeraden Kerne identifiziert werden (vgl. beispielsweise [Lie82, Lie88]). Generell bietet sich eine Beschreibung des ungeraden Kerns durch einen geraden Rumpf und ein zusätzliches Teilchen an (im Fall von  $^{181}\text{Os}$ , den gg-Rumpf  $^{180}\text{Os}$  sowie einem zusätzlichen Neutron).

### 8.2.1 Beschreibung von $^{181}\text{Os}$ im Rahmen des PTRM

Wie einleitend bereits erwähnt, bietet sich eine Beschreibung durch einen Rumpf und ein zusätzliches freies Teilchen an: dazu wurden im Rahmen des Partikel-Triaxial-Rotor Models (PTRM) durch Pavel Petkov [Pet13] mit Hilfe der Programme GAMPN, ASYRMO und PROBAMO entsprechende Berechnungen durchgeführt (vgl. auch Abschnitt 7.5).

Die Ergebnisse dieser Rechnung werden der Übersichtlichkeit halber bandenweise mit den experimentellen Daten verglichen (Abbildungen 8.20 und 8.21). Experimentelle reduzierte Übergangswahrscheinlichkeiten, die im Rahmen dieser Arbeit bestimmt wurden, sind dabei in den Grafiken in grau angegeben, veröffentlichte Werte aus [Pod02] in kleinerer Schrift ebenfalls in grau.

**Tabelle 8.7:** Parameter der PTRM-Rechnung.

$\pi$	$\epsilon$	$\gamma$ [°]	$\epsilon_4$	$E(2_1^+)$ [MeV]	$\zeta$	$\Delta$ [MeV]	$\lambda$ [MeV]
-	0,230	18,8		0,105	0,65	0,830	51,8
+	0,195	10,0	0,03	0,105	0,80	0,860	51,6

Die in Tabelle 8.7 wiedergegebenen Parameter für positive und negative Parität unterscheiden sich hinsichtlich der Deformation voneinander, da das für die Rechnung zu Grunde gelegte  $9/2[624]+$ -Orbital im Gegensatz zu den Orbitalen negativer Parität deformationshemmenden Charakter hat, also geringere Deformationen bevorzugt (vgl. Abbildung 8.19).

Grundsätzlich wäre es denkbar für jede Bande angepasste Parameter zu verwenden. Dieser Ansatz wurde im vorliegenden Fall jedoch nicht gewählt, um eine übergreifende Beschreibung des Kerns zu erzielen.

Die niedrigliegenden Zustände der Grundbande von  $^{180}\text{Os}$  weisen eine aus den gemessenen Lebensdauern gewonnene mittlere Deformation von  $\epsilon = 0,21$  auf, die mit den Werten von  $^{181}\text{Os}$  vergleichbar ist. Eine nicht verschwindende  $\gamma$ -Deformation deckt sich mit den Berech-

nungen aus [Pod02]. Auch die von Null verschiedene Hexadekupoldeformation ( $\epsilon_4$ ) ist eine in der Literatur bereits besprochene typische Eigenschaft der ungeraden Os-Isotope in der A=180-Massenregion (vgl. beispielsweise [Dra83]).

Es zeigt sich insgesamt eine gute Übereinstimmung mit den experimentellen Werten.

Auffällig ist bei der  $1/2[521]$ -Bande eine durch das PTRM überschätzte Signaturaufspaltung. Wie dem Nilsson-Diagramm in Abbildung 8.19 entnommen werden kann, ist das  $1/2[521]$ -Orbital, im Gegensatz zu den beiden anderen betrachteten Orbitalen, deformationsstrebend. Im Ansatz wurde jedoch die deformationshemmende  $9/2[624]$ -Bande für die Beschreibung zu Grunde gelegt. Die für die Banden negativer Parität im Rahmen des PTRM ermittelten Werte von  $\gamma$  oder auch der Coriolisabschwächung, sind im konkreten Fall der  $1/2[521]$ -Bande also womöglich überschätzt.

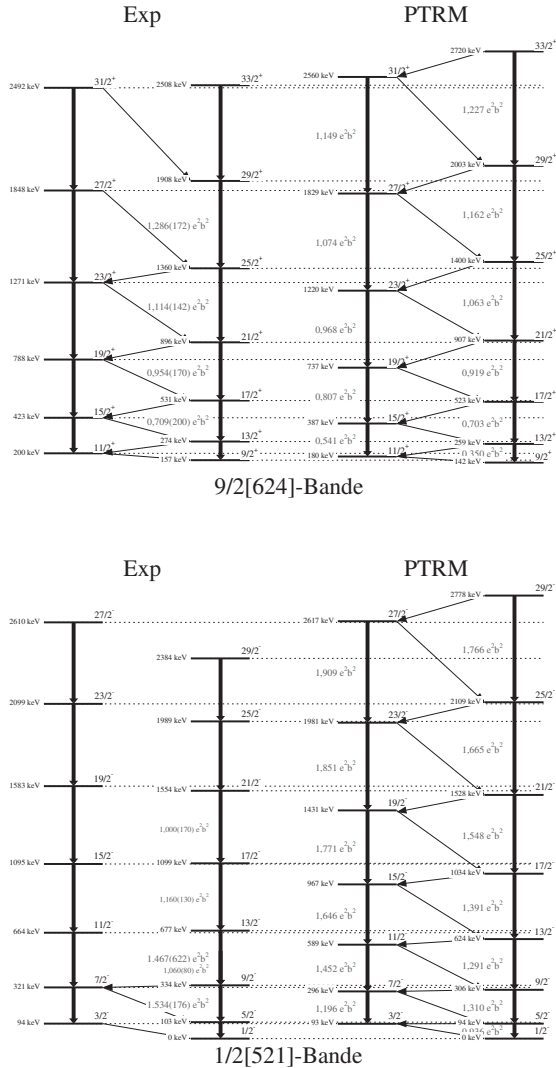
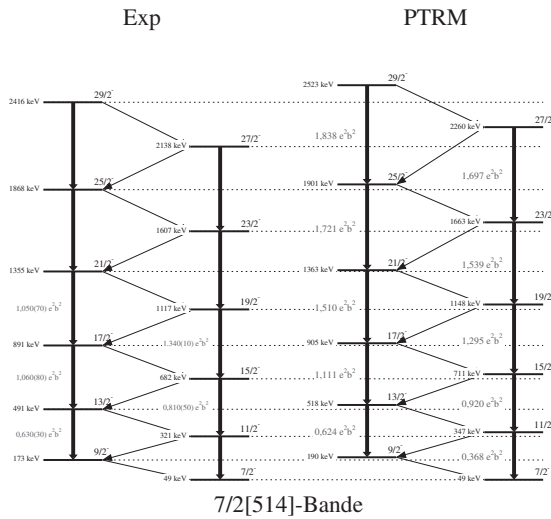


Abbildung 8.20: Vergleich der exp. Energien und B(E2)-Werte mit den Ergebnissen der PTRM-Rechnung für die 9/2[624]- bzw. die 1/2[521]-Banden; exp. Energien aus [nud13]; exp. B(E2)-Werte in grau aus der vorliegenden Arbeit, in grau mit kleinerer Schrift aus [Pod02].



**Abbildung 8.21:** Vergleich der exp. Energien und B(E2)-Werte mit den Ergebnissen der PTRM-Rechnung für die 7/2[514]-Bande; exp. Energien aus [nud13], exp. B(E2)-Werte aus [Pod02].



### 8.3 Schlussbemerkungen

Hinsichtlich des Kerns  $^{180}\text{Os}$  ergibt sich aufgrund der Datenlage ein konsistentes Bild. Anregungsenergien und reduzierte Übergangswahrscheinlichkeiten der Grundzustandsbande sind mit den Vorhersagen der  $X(5)$ -Symmetrie vereinbar. Die Fehler der in [Pis08] gemessenen Lebensdauern konnten zufriedenstellend reduziert werden, was nunmehr eine Zuordnung zu einem Modell gestattet.

Mit Hilfe der Bandenmischungsrechnung konnte zudem gezeigt werden, dass insbesondere auch in der Region der Bandenkreuzung die Übergangswahrscheinlichkeiten der ungestörten Zustände mit dem  $X(5)$ -Modell vereinbar sind. Allerdings ermöglichen die durch die Messfehler bedingten, hohen Ungenauigkeiten hier keine zweifelsfreie Deutung.

Die relativen Übergangswahrscheinlichkeiten der Interbandenzerfälle des  $2_2^+$ -Zustands weichen von den Erwartungen der  $X(5)$ -Symmetrie ab. Der Effekt konnte mit Hilfe einer IBM-I-Rechnung unter Berücksichtigung einer leichten Verschiebung des Kerns in Richtung einer  $\gamma$ -weichen Kernform nachvollzogen werden.

Die Bestimmung weiterer, bisher unveröffentlichter Lebensdauern erlaubte zudem zusätzliche Tests hinsichtlich der Kernstruktur in  $^{180}\text{Os}$ .

Die für den Kern  $^{181}\text{Os}$  gemessenen Lebensdauern stimmen mit den veröffentlichten Lebensdauern im Rahmen der Fehler überein. Die neu ermittelten Lebensdauern können mittels des PTRM, welches insgesamt eine gute Übereinstimmung mit den experimentellen Daten erzielt, beschrieben werden.



# Literaturverzeichnis

- [AC96] A. Artna-Cohen, Nuclear Data Sheets for  $A = 152$ . *Nuclear Data Sheets* **79** (1996), S. 1.
- [Ach09] E. Achterberg, O. Capurro und G. Marti, Nuclear Data Sheets for  $A = 178$ . *Nuclear Data Sheets* **110** (2009), S. 1473.
- [Ale70] T. K. Alexander und A. Bell, A target chamber for recoil-distance lifetime measurements. *Nucl. Instr. Meth.* **81** (1970), S. 22.
- [Ari75] A. Arima und F. Iachello, Collective Nuclear States as Representations of a  $SU(6)$  Group. *Phys. Rev. Lett.* **35** (1975), S. 1069.
- [Ari76] A. Arima und F. Iachello, Interacting boson model of collective states I. The vibrational limit. *Ann. Phys.* **99** (1976), S. 253.
- [Ari79] A. Arima und F. Iachello, Interacting boson model of collective nuclear states IV. The  $O(6)$  limit. *Ann. Phys.* **123** (1979), S. 468.
- [Bag10] C. M. Baglin, Nuclear Data Sheets for  $A = 184$ . *Nuclear Data Sheets* **111** (2010), S. 275.
- [Bal93] D. Balabanski, R. Lieder, T. Kutsarova, W. Gast, G. Hebbinghaus, A. Krämer-Flecken, T. Rzaca-Urban, H. Schnare, W. Urban, G. Sletten, K. Maier und K. Zell, Study of band structures and crossings in  $^{179}\text{Os}$ . *Nucl. Phys. A* **563** (1993), S. 129.
- [Bas06] M. Basunia, Nuclear Data Sheets for  $A = 176$ . *Nuclear Data Sheets* **107** (2006), S. 791.
- [Baz92] D. Bazzacco et al., The Gamma Ray Spectrometer GA.SP. In *Proceedings of the International Conference on Nuclear Structure at High Angular Momentum*, Ottawa, AECL-10613 (1992), (S. 376).
- [Bet11] L. Bettermann, *Studien zu Formphasenübergängen in Atomkernen*. Doktorarbeit, Universität zu Köln (2011).

- [Bij03] R. Bijker, R. F. Casten, N. V. Zamfir und E. A. McCutchan, Test of  $X(5)$  for the  $\gamma$  degree of freedom. *Phys. Rev. C* **68** (2003), 064304.
- [Böh91] G. Böhm, *Koinzidenz-Lebensdauermessungen am Kern  $^{128}\text{Ba}$  anhand einer neuen Methode zur Bestimmung von Lebensdauern*. Dissertation, Universität zu Köln (1991).
- [Böh93] G. Böhm, A. Dewald, P. Petkov und P. v. Brentano, The differential decay curve method for the analysis of Doppler shift timing experiments. *Nucl. Instr. Meth. A* **329** (1993), S. 248.
- [Bon04] D. Bonatsos, D. Lenis, N. Minkov, P. P. Raychev und P. A. Terziev, Sequence of potentials lying between the  $U(5)$  and  $X(5)$  symmetries. *Phys. Rev. C* **69** (2004), 014302.
- [Bro99] E. Browne und H. Junde, Nuclear Data Sheets for  $A = 174$ . *Nuclear Data Sheets* **87** (1999), S. 15.
- [Cap05] M. A. Caprio, Effects of  $\beta$ - $\gamma$  coupling in transitional nuclei and the validity of the approximate separation of variables. *Phys. Rev. C* **72** (2005), 054323.
- [Cas78] R. Casten und J. Cizewski, The  $O(6) \rightarrow$  rotor transition in the Pt-Os nuclei. *Nucl. Phys. A* **309** (1978), S. 477.
- [Cas90] R. F. Casten, *Nuclear Structure from a simple Perspective*. Oxford University Press, New York, Oxford (USA) (1990).
- [Cas01] R. F. Casten und N. V. Zamfir, Empirical Realization of a Critical Point Description in Atomic Nuclei. *Phys. Rev. Lett.* **87** (2001), 052503.
- [Cej04] P. Cejnar und J. Jolie, Rotation-driven spherical-to-deformed shape transition in  $A \approx 100$  nuclei and the cranked interacting boson model. *Phys. Rev. C* **69** (2004), 011301.
- [Cul03] D. Cullen, L. Pattison, J. Smith, A. Fletcher, P. Walker, H. El-Masri, Z. Podolyák, R. Wood, C. Scholey, C. Wheldon, G. Mukherjee, D. Balabanski, M. Djongolov, T. Dalsgaard, H. Thisgaard, G. Sletten, F. Kondev, D. Jenkins, G. Dracoulis, G. Lane, I.-Y. Lee, A. Macchiavelli und F. Xu, High-spin states, lifetime measurements and isomers in  $^{181}\text{Os}$ . *Nucl. Phys. A* **728** (2003), S. 287.
- [der95] E. derMateosian und J. Tuli, Nuclear Data Sheets for  $A = 150$ . *Nuclear Data Sheets* **75** (1995), S. 827.

- [Dew89] A. Dewald, S. Harissopulos und P. v. Brentano, The Differential Plunger and the Differential Decay Curve Method for the Analysis of Recoil Distance Doppler Shift data. *Z. Phys.* **A334** (1989), S. 163.
- [Dew98] A. Dewald et al. In *Ancillary Detectors and Devices for Euroball* (H. Grawe, Hrsg.), GSI and the Euroball Ancillary Group, Darmstadt (1998), (S. 70).
- [Dew05] A. Dewald, O. Möller, B. Saha, K. Jessen, A. Fitzler, B. Melon, T. Pissulla, S. Heinze, J. Jolie, K. O. Zell, P. von Brentano, P. Petkov, S. Harissopulos, G. D. Angelis, T. Martinez, D. R. Napoli, N. Marginean, M. Axiotis, C. Rusu, D. Tonev, A. Gadea, Y. H. Zhang, D. Bazzacco, S. Lunardi, C. A. Ur, R. Menegazzo und E. Farnea, Test of the critical point symmetry X(5) in the mass A = 180 region. *J. Phys.* **G31** (2005), S. 1427.
- [Dew06] A. Dewald, O. Moller, B. Melon, T. Pissulla, B. Saha, S. Heinze, J. Jolie, K. O. Zell, P. Petkov, D. Bazzacco, S. Lunardi, C. A. Ur, E. Farnea, R. Menegazzo, G. D. Angelis, D. Tonev, D. R. Napoli, N. Marginean, T. Martinez, M. Axiotis, C. Rusu, A. Gadea, Y. H. Zhang und S. Harissopulos, Test of the critical point symmetry X(5) in neutron deficient osmium isotopes at  $A \approx 180$ . In *American Institute of Physics Conference Series* (S. V. Harissopulos, P. Demetriou und R. Julin, Hrsg.), Vol. 831 of *American Institute of Physics Conference Series*, AIP (2006), (S. 195–202).
- [Dew12] A. Dewald, O. Möller und P. Petkov, Developing the Recoil Distance Doppler-Shift technique towards a versatile tool for lifetime measurements of excited nuclear states. *Progress in Particle and Nuclear Physics* **67** (2012), S. 786.
- [Dew13] A. Dewald, *Private Mitteilungen* (2013).
- [Dra80] G. Dracoulis, C. Fahlander und M. P. Fewell, Mass Dependence of the Yrast-Yrare Interaction and Backbending in the Light Osmium Isotopes. *Phys. Rev. Lett.* **45** (1980), S. 1831.
- [Dra82] G. Dracoulis, C. Fahlander und M. Fewell, High-spin yrast and non-yrast bands in  $^{176}\text{Os}$ ,  $^{178}\text{Os}$  and  $^{180}\text{Os}$ . *Nucl. Phys. A* **383** (1982), S. 119.
- [Dra83] G. Dracoulis, C. Fahlander und A. Byrne, Intrinsic states, high-spin rotational bands and rotation alignment in  $^{177}\text{Os}$  and  $^{179}\text{Os}$ . *Nucl. Phys. A* **401** (1983), S. 490.
- [Dra86] G. D. Dracoulis, A. E. Stuchbery, A. P. Byrne, A. R. Poletti, S. J. Poletti, J. Gerl und R. A. Bark, Shape coexistence in very neutron-deficient Pt isotopes. *J. Phys.* **G12** (1986), S. L97.

- [DV90] M. J. A. De Voigt, R. Kaczarowski, H. Riezebos, R. Noorman, J. Bacelar, M. Deleplanque, R. Diamond, F. Stephens, J. Sauvage und B. Roussi re, Collective and quasiparticle excitations in  $^{180}\text{Pt}$ . *Nucl. Phys. A* **507** (1990), S. 472.
- [Fit02] A. Fitzler, Programm: *Gatorade* (2002), Institut für Kernphysik, Universität zu Köln. Unveröffentlicht.
- [Fra11] C. Fransen, A. Dewald, G. Friessner, M. Hackstein, J. Jolie, O. M ller, T. Pissulla, W. Rother und K.-O. Zell, Measurement of absolute E2 transition strengths in  $^{176}\text{W}$ : Signatures for a rapid shape change. In *American Institute of Physics Conference Series* (P. Demetriou, R. Julin und S. Harissopulos, Hrsg.), Vol. 1377 of *American Institute of Physics Conference Series*, AIP (2011), (S. 311–315).
- [Fri10] G. Frie  ner, *Lebensdauern in  $^{176}\text{W}$  & Modifikationen einer Elektronenstrahlkanone*. Unver ffentlichte Diplomarbeit, Universität zu Köln (2010).
- [Gad11] A. Gadea, E. Farnea, J. Valiente-Dob n, B. Million, D. Mengoni, D. Bazzacco, F. Recchia, A. Dewald, T. Pissulla, W. Rother, G. de Angelis, A. Austin, S. Aydin, S. Badoer, M. Bellato, G. Benzoni, L. Berti, R. Beunard, B. Birkenbach, E. Bissiato, N. Blasi, C. Boiano, D. Bortolato, A. Bracco, S. Brambilla, B. Bruyneel, E. Calore, F. Camera, A. Capsoni, J. Chavas, P. Cocconi, S. Coelli, A. Colombo, D. Conventi, L. Costa, L. Corradi, A. Corsi, A. Cortesi, F. Crespi, N. Dosme, J. Eberth, S. Fantinel, C. Fannin, E. Fioretto, C. Fransen, A. Giaz, A. Gottardo, X. Grave, J. Grebosz, R. Griffiths, E. Grodner, M. Gulmini, T. Habermann, C. He, H. Hess, R. Isocrate, J. Jolie, P. Jones, A. Latina, E. Legay, S. Lenzi, S. Leoni, F. Lelli, D. Lersch, S. Lunardi, G. Maron, R. Menegazzo, C. Michelagnoli, P. Molini, G. Montagnoli, D. Montanari, O. M ller, D. Napoli, M. Nicoletto, R. Nicolini, M. Ozille, G. Pascovici, R. Peghin, M. Pignanelli, V. Pucknell, A. Pullia, L. Ramina, G. Rampazzo, M. Rebeschini, P. Reiter, S. Riboldi, M. Rigato, C. R. Alvarez, D. Rosso, G. Salvato, J. Strachan, E. Sahin, F. Scarlassara, J. Simpson, A. Stefanini, O. Stezowski, F. Tomasi, N. Tonioio, A. Triossi, M. Turcato, C. Ur, V. Vandone, R. Venturelli, F. Veronese, C. Veyssiere, E. Viscione, O. Wieland, A. Wiens, F. Zocca und A. Zucchiatti, Conceptual design and infrastructure for the installation of the first AGATA sub-array at LNL. *Nucl. Instr. Meth. A* **654** (2011), S. 88.
- [Gas87] J. Gascon, P. Taras, P. V. Esbroek, H. Andrews, D. Radford, D. Ward und A. Christy, Shape variations of  $^{174}\text{W}$  below the  $i_{13/2}$  neutron backbend. *Nucl. Phys. A* **472** (1987), S. 558.

- [Gla12] K. Gladnishki, P. Petkov, A. Dewald, C. Fransen, M. Hackstein, J. Jolie, T. Pissulla, W. Rother und K. Zell, Yrast electromagnetic transition strengths and shape coexistence in  $^{182}\text{Pt}$ . *Nucl. Phys. A* **877** (2012), S. 19.
- [gle13] GLE - Graphics Layout Engine. Online im Internet: URL: [glx.sourceforge.net](http://glx.sourceforge.net) (Stand: 13.04.2013) (2013).
- [Gne71] G. Gneuss und W. Greiner, Collective potential energy surfaces and nuclear structure. *Nucl. Phys. A* **171** (1971), S. 449.
- [Gra09] T. Grahn, A. Petts, M. Scheck, P. A. Butler, A. Dewald, M. B. G. Hornillos, P. T. Greenlees, A. Görgen, K. Helariutta, J. Jolie, P. Jones, R. Julin, S. Juutinen, S. Ketelhut, R. Krücken, T. Kröll, M. Leino, J. Ljungvall, P. Maierbeck, B. Melon, M. Nymann, R. D. Page, T. Pissulla, P. Rahkila, J. Sarén, C. Scholey, A. Semchenkov, J. Sorri, J. Uusitalo, R. Wadsworth und M. Zielińska, Evolution of collectivity in  $^{180}\text{Hg}$  and  $^{182}\text{Hg}$ . *Phys. Rev. C* **80** (2009), 014324.
- [Hac12] M. Hackstein, *Feasibility Studies of Recoil-Distance Doppler-shift Experiments at Energies around 200 MeV/u and the Determination of Absolute Transition Strengths in  $^{186}\text{Hg}$* . Doktorarbeit, Universität zu Köln (2012).
- [Hacr†] M. Hackstein und A. Dewald, Velocity distribution in Recoil-Distance Doppler-shift experiments. *Nucl. Instr. Meth. A* (akzeptiert).
- [HC04] S. Hui-Chao, L. Yu-Xin und Z. Yu-Hu, Calculation of Energy Levels of Nucleus  $^{127}\text{I}$  in the Particle-Triaxial-Rotor Model. *Chinese Physics Letters* **21** (2004), S. 269.
- [Hei08] S. Heinze, *Eine Methode zur Lösung beliebiger bosonischer und fermionischer Vielteilchensysteme*. Doktorarbeit, Universität zu Köln (2008).
- [Hei13] S. Heinze, *Private Mitteilungen* (2013).
- [Iac87] F. Iachello und A. Arima, *The Interacting Boson Model*. Cambridge University Press, Cambridge (1987).
- [Iac98] F. Iachello, N. V. Zamfir und R. F. Casten, Phase Coexistence in Transitional Nuclei and the Interacting-Boson Model. *Phys. Rev. Lett.* **81** (1998), S. 1191.
- [Iac00] F. Iachello, Dynamic Symmetries at the Critical Point. *Phys. Rev. Lett.* **85** (2000), S. 3580.
- [Iac01] F. Iachello, Analytic Description of Critical Point Nuclei in a Spherical-Axially Deformed Shape Phase Transition. *Phys. Rev. Lett.* **87** (2001).

- [Jol01] J. Jolie, R. F. Casten, P. von Brentano und V. Werner, Quantum Phase Transition for  $\gamma$ -Soft Nuclei. *Phys. Rev. Lett.* **87** (2001), S. 162501.
- [Jol02] J. Jolie, P. Cejnar, R. F. Casten, S. Heinze, A. Linnemann und V. Werner, Triple Point of Nuclear Deformations. *Phys. Rev. Lett.* **89** (2002), S. 182502.
- [Kac90] R. Kaczarowski, U. Garg, A. Chaudhury, E. G. Funk, J. W. Mihelich, D. Frekers, R. V. F. Janssens und T. L. Khoo, Lifetimes of high spin states in  $^{181}\text{Ir}$  and  $^{180}\text{Os}$ . *Phys. Rev.* **C41** (1990), 2069.
- [Kib94] T. Kibédi, G. Dracoulis, A. Byrne und P. Davidson, Low-spin non-yrast states and collective excitations in  $^{174}\text{Os}$ ,  $^{176}\text{Os}$ ,  $^{178}\text{Os}$ ,  $^{180}\text{Os}$ ,  $^{182}\text{Os}$  and  $^{184}\text{Os}$ . *Nucl. Phys. A* **567** (1994), S. 183.
- [Kib13] T. Kibédi, T. Burrows, M. Trzhaskovskaya, P. Davidson und C. W. Nestor Jr., BrIcc - Conversion Coefficient Calculator Version 2.3. Online im Internet: URL: <http://bricc.anu.edu.au/> (Stand: 15.10.2013) (2013).
- [Kle99] H. Klein, Programm: *autosift* (1999), Institut für Kernphysik der Universität zu Köln. Unveröffentlicht.
- [Kno89] G. F. Knoll, *Radiation Detection and Measurement*. John Wiley & Sons, New York, 2. Ed. (1989).
- [Kra87] K. S. Krane, *Introductory Nuclear Physics*. Wiley, New York, USA (1987).
- [Krü02] R. Krücken, B. Albanna, C. Bialik, R. F. Casten, J. R. Cooper, A. Dewald, N. V. Zamfir, C. J. Barton, C. W. Beausang, M. A. Caprio, A. A. Hecht, T. Klug, J. R. Novak, N. Pietralla und P. von Brentano,  $B(E2)$  Values in  $^{150}\text{Nd}$  and the Critical Point Symmetry X(5). *Phys. Rev. Lett.* **88** (2002), S. 232501.
- [Kut95] T. Kutsarova, R. Lieder, H. Schnare, G. Hebbinghaus, D. Balabanski, W. Gast, A. Krämer-Flecken, M. Bentley, P. Fallon, D. Howe, A. Mokhtar, J. Sharpey-Schafer, P. Walker, P. Chowdhury, B. Fabricius, G. Sletten und S. Frauendorf, Study of high-spin states in  $^{181,182}\text{Os}$ . *Nucl. Phys. A* **587** (1995), S. 111.
- [Lar78] S. Larsson, G. Leander und I. Ragnarsson, Nuclear core-quasiparticle coupling. *Nucl. Phys. A* **307** (1978), S. 189.
- [Lie82] R. Lieder, G. Sletten, J. Borggreen und J. Pedersen, Study of band crossings in  $^{182}\text{Os}$ . *Nuclear Physics A* **375** (1982), S. 291 .



- [Lie88] R. Lieder, A. Neskakis, J. Skalski, G. Sletten, J. Garrett und J. Dudek, Study of band structures and crossings in  $^{180}\text{Os}$ . *Nucl. Phys. A* **476** (1988), S. 545.
- [Lie99] R. M. Lieder, T. Venkova, S. Utzelmann, W. Gast, H. Schnare, K. Spohr, P. Hoernes, A. Georgiev, D. Bazzacco, R. Menegazzo, C. Rossi-Alvarez, G. de Angelis, R. Kaczarowski, T. Rzaca-Urban, T. Morek, G. V. Marti, K. H. Maier und S. Frauendorf, Observation of a  $(\nu 7/2^- [514])^2$  crossing in  $^{180}\text{Os}$ . *Nucl. Phys. A* **645** (1999), S. 465.
- [Ma86] W. Ma, A. Ramayya, J. Hamilton, S. Robinson, J. Cole, E. Zganjar, E. Spejewski, R. Bengtsson, W. Nazarewicz und J.-Y. Zhang, The structure of high spin states in  $^{184}\text{Hg}$  and  $^{186}\text{Hg}$ . *Phys. Lett. B* **167** (1986), S. 277.
- [Mel11] B. Melon, *Investigation of the X(5)-Structure in  $^{176}\text{Os}$  using Absolute Transition Probabilities*. Doktorarbeit, Universität zu Köln (2011).
- [Mic11] C. Michelagnoli, *Private Mitteilungen* (2011).
- [MK94] T. Mayer-Kuckuk, *Kernphysik*. Teubner (1994).
- [Möl05a] O. Möller, *Test der X(5)-Symmetrie in  $^{156}\text{Dy}$  und  $^{178}\text{Os}$  durch Messung elektromagnetischer Übergangswahrscheinlichkeiten*. Doktorarbeit, Universität zu Köln (2005).
- [Möl05b] O. Möller, P. Petkov, B. Melon, A. Dewald, A. Fitzler, J. Jolie, D. Tonev, S. Christen, B. Saha, K. O. Zell und M. Heidemann, Lifetimes of the first excited  $2^+$  states in  $^{176,178,180}\text{Os}$ . *Phys. Rev. C* **72** (2005), 034306.
- [Möl13] O. Möller, *Private Mitteilungen* (2013).
- [Mor76] H. Morinaga und T. Yamazaki, *In-Beam Gamma-Ray Spectroscopy*. North-Holland, Amsterdam (1976).
- [Nes76] A. Neskakis, R. Lieder, M. Müller-Veggian, H. Beuscher, W. Davidson und C. Mayer-Böricke, Evidence for  $h_{9/2}$  proton induced backbending in the Os region: Investigation of the nuclei  $^{181}\text{Re}$ ,  $^{181-184}\text{Os}$ . *Nucl. Phys. A* **261** (1976), S. 189.
- [Nes82] A. Neskakis, R. Lieder, G. Sletten und J. Garrett, Alignment of  $1/2^- [541]$  quasiprotons in  $^{180}\text{Os}$ . *Phys. Lett. B* **118** (1982), S. 49.
- [Nil13] Table of Isotopes (Abschnitt: Nilsson-Diagramme). Online im Internet: URL: <http://ie.lbl.gov/toipdf/nilsson.pdf> (Stand: 14.11.2013) (2013).
- [nud13] NuDat 2.4. Online im Internet: URL: <http://www.nndc.bnl.gov/nudat2/> (Stand: 07.10.2013) (2013).

- [Pet94] P. Petkov, R. Krücken, A. Dewald, P. Sala, G. Böhm, J. Altmann, A. Gelberg, P. von Brentano, R. Jolos und W. Andrejtscheff, RDDS measurements of collective E2 transition strengths in  $^{122}\text{Xe}$ . *Nucl. Phys. A* **568** (1994), S. 572.
- [Pet95a] P. Petkov, A. Dewald und W. Andrejtscheff, Low-lying collective states in  $^{124-132}\text{Ba}$  in the framework of the general collective model. *Phys. Rev. C* **51** (1995), S. 2511.
- [Pet95b] P. Petkov, A. Dewald, A. Gelberg, G. Böhm, P. Sala, P. v. Brentano und W. Andrejtscheff, The nuclear deorientation effect in  $^{122}\text{Xe}$  and  $^{128}\text{Ba}$ . *Nucl. Phys.* **A589** (1995), S. 341.
- [Pet98] P. Petkov, J. Gableske, O. Vogel, A. Dewald, P. von Brentano, R. Krücken, R. Peusquens, N. Nicolay, A. Gizon, J. Gizon, D. Bazzacco, C. Rossi-Alvarez, S. Lunardi, P. Pavan, D. Napoli, W. Andrejtscheff und R. Jolos, In-band M1 and E2 transition rates and collective structures in  $^{128}\text{Ba}$ . *Nucl. Phys.* **A640** (1998), S. 293.
- [Pet99] P. Petkov, D. Tonev, J. Gableske, A. Dewald, T. Klemme und P. von Brentano, On the line-shape and lifetime determination in recoil distance Doppler-shift measurements. *Nucl. Instr. Meth.* **A431** (1999), S. 208.
- [Pet01] P. Petkov, A. Dewald und P. v. Brentano, Gating on the feeding or on the depopulating transition in coincidence recoil-distance Doppler-shift lifetime measurements. *Nucl. Instr. Meth.* **A457** (2001), S. 527.
- [Pet13] P. Petkov, *Private Mitteilungen* (2013).
- [Peu99] R. Peusquens, Programm: *Geisha* (1999), Institut für Kernphysik, Universität zu Köln. Unveröffentlicht.
- [Peu00] R. Peusquens, *Software für  $\gamma$ -Spektroskopiemessungen und Superdeformation im Kern  $^{135}\text{Nd}$* . Doktorarbeit, Universität zu Köln (2000).
- [Pis08] T. Pissulla, *Die neue Plunger-Regelung & Lebensdauern in  $^{180}\text{Os}$* . Unveröffentlichte Diplomarbeit, Universität zu Köln (2008).
- [plo13] Perl-Modul: Tk-PlotDataset. Online im Internet: URL: [search.cpan.org/~itdev/Tk-PlotDataset-2.04/lib/Tk/PlotDataset.pm](http://search.cpan.org/~itdev/Tk-PlotDataset-2.04/lib/Tk/PlotDataset.pm) (Stand: 13.04.2013) (2013).
- [Pod02] Z. Podolyák, S. Al-Garni, R. Casten, J. Cooper, D. Cullen, A. Dewald, R. Krücken, H. Newman, J. Orce, C. Pearson, C. Ur, R. Venturelli, S. Vincent, C. Wheldon, P. Walker, F. Xu, A. Yamamoto und N. Zamfir, Deviations from axial symmetry in  $^{181}\text{Os}$ . *Phys. Rev. C* **66** (2002), 011304.

- [Püh77] F. Pühlhofer, On the interpretation of evaporation residue mass distributions in heavy-ion induced fusion reactions. *Nucl. Phys.* **A280** (1977), S. 267.
- [RA93] C. Rossi-Alvarez, The GASP Array. *Nuclear Physics News* **3** (1993).
- [rad08] Radware. Online im Internet: URL: <http://radware.phy.ornl.gov/> (Stand: 12.05.2008) (2008).
- [Rag88] I. Ragnarsson und P. Semmes, Description of nuclear moments and nuclear spectra in the particle-rotor model. *Hyperfine Interactions* **43** (1988), S. 423.
- [Rei09] C. Reich, Nuclear Data Sheets for  $A = 154$ . *Nuclear Data Sheets* **110** (2009), S. 2257.
- [Rot11] W. Rother, A. Dewald, H. Iwasaki, S. M. Lenzi, K. Starosta, D. Bazin, T. Baugher, B. A. Brown, H. L. Crawford, C. Fransen, A. Gade, T. N. Ginter, T. Glasmacher, G. F. Grinyer, M. Hackstein, G. Ilie, J. Jolie, S. McDaniel, D. Miller, P. Petkov, T. Pissulla, A. Ratkiewicz, C. A. Ur, P. Voss, K. A. Walsh, D. Weisshaar und K.-O. Zell, Enhanced Quadrupole Collectivity at  $N=40$ : The Case of Neutron-Rich Fe Isotopes. *Phys. Rev. Lett.* **106** (2011), S. 022502.
- [Rud73] N. Rud, D. Ward, H. R. Andrews, R. L. Graham und J. S. Geiger, Lifetimes in the Ground-State Band of  $^{184}\text{Hg}$ . *Phys. Rev. Lett.* **31** (1973), S. 1421.
- [Rud10] M. Rudigier, J.-M. Régis, J. Jolie, K. Zell und C. Fransen, Lifetime of the first excited state in  $^{172}\text{W}$  and  $^{178}\text{W}$ . *Nucl. Phys. A* **847** (2010), S. 89.
- [Sah02] B. Saha, Programm: *Napatau* (2002), Institut für Kernphysik, Universität zu Köln. Unveröffentlicht.
- [Sah04] B. Saha, *Bestimmung von Lebensdauern kollektiver Anregungen in  $^{124}\text{Xe}$  und Entwicklung von entsprechender Analysesoftware*. Doktorarbeit, Universität zu Köln (2004).
- [Sin10] B. Singh und J. C. Roediger, Nuclear Data Sheets for  $A = 182$ . *Nuclear Data Sheets* **111** (2010), S. 2081.
- [The93] J. Theuerkauf, S. Esser, S. Krink, M. Luig, N. Nicolay, O. Stuch und H. Wolters, Programm: *Tv* (1993), Institut für Kernphysik, Universität zu Köln.
- [Ton04] D. Tonev, A. Dewald, T. Klug, P. Petkov, J. Jolie, A. Fitzler, O. Möller, S. Heinze, P. von Brentano und R. F. Casten, Transition probabilities in  $^{154}\text{Gd}$ : Evidence for  $X(5)$  critical point symmetry. *Phys. Rev. C* **69** (2004), S. 034334.
- [Wal12] J. C. Walpe, U. Garg, S. Naguleswaran, J. Wei, W. Reviol, I. Ahmad, M. P. Carpenter und T. L. Khoo, Lifetime measurements in  $^{182,186}\text{Pt}$ . *Phys. Rev. C* **85** (2012), 057302.

- [Wei96] D. Weil, *Präzisions-RDDS-Lebensdauerermessung an  $^{126}\text{Ba}$  und Nachbarkernen*. Doktorarbeit, Universität zu Köln (1996).
- [Whe99] C. Wheldon, *K-isomerism at high-spin beyond the fusion limit*. Doktorarbeit, University of Surrey (1999).
- [Wil95] M. Wilhelm, Programm: *autocal* (1995), Institut für Kernphysik der Universität zu Köln. Unveröffentlicht.
- [Wil04] T. Williams und C. Kelley, Programm: *gnuplot* (2004), Online im Internet: URL: <http://www.gnuplot.info/> (Stand: 01.11.2013).
- [Wil06] E. Williams, C. Plettner, E. A. McCutchan, H. Levine, N. V. Zamfir, R. B. Cakirli, R. F. Casten, H. Ai, C. W. Beausang, G. Gürdal, A. Heinz, J. Qian, D. A. Meyer, N. Pietralla und V. Werner, Revisiting anomalous  $B(E2; 4_1^+ \rightarrow 2_1^+)/B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0_1^+)$  values in  $^{98}\text{Ru}$  and  $^{180}\text{Pt}$ . *Phys. Rev. C* **74** (2006), 024302.
- [WU03] S.-C. WU und H. NIU, Nuclear Data Sheets for  $A = 180$ . *Nuclear Data Sheets* **100** (2003), S. 483.

# Abbildungsverzeichnis

1.1	Energieverhältnisse für verschiedene Kerne der A=180-Massenregion. . . . .	2
1.2	Übergangsquadrupolmomente ( $Q_t$ -Werte) der Grundbande verschiedener Kerne in der A=180-Massenregion. Quellen: vgl. Tabelle 1.2. . . . .	5
2.1	Der Kölner Plunger, aus: [Dew98]. . . . .	7
2.2	Schematische Darstellung der RDDS-Methode . . . . .	8
2.3	Schematisches Termschema . . . . .	11
3.1	LabGATE mit einem typischen Beispiel während der Auswertung. . . . .	17
3.2	Lassie mit einem typischen Beispiel während der Auswertung im <i>standalone</i> -Modus. . . . .	18
3.3	LabMeanTau während der Auswertung. . . . .	18
3.4	Linearer Plot als modulare Erweiterung des bestehenden Napatau. . . . .	20
3.5	Schematische Darstellung der Spline-Interpolation. . . . .	21
3.6	Menü zur Optimierung der Endpunkte (Mitte); Darstellung der zusätzlichen Punkte im linearen Plot (rechts); Napatau-Fenster im Hintergrund. . . . .	23
3.7	Beispiel für eine „erfolgreiche“ Optimierung der Endpunkte. . . . .	23
4.1	Winkelzuordnung des GASP-Spektrometers; Ansicht von oben (Bildnachweis: Zeichnung des GASP-Spektrometers: [RA93, Baz92] zit. nach [Mic11]). Die acht für die Auswertung nicht verwendeten Detektoren wurden nicht eingefärbt; eine Auflistung aller Detektoren findet sich im Anhang B.1 auf Seite 123. . . . .	26
5.1	Matrizenprojektionen für den Abstand 98 $\mu\text{m}$ . . . . .	30
5.2	Ergebnis der Abstandseichung . . . . .	31

5.3	Ergebnis der Abstandseichung in alternativer Auftragung . . . . .	32
5.4	Schnittspektren für verschiedene Abstände . . . . .	34
5.5	Erweitertes schematisches Termschema. . . . .	35
6.1	Termschema von $^{180}\text{Os}$ . . . . .	40
6.2	Auszug aus Termschema von $^{180}\text{Os}$ . . . . .	41
6.3	$\tau$ -Plots des $4_1^+$ -Zerfalls in $^{180}\text{Os}$ . . . . .	42
6.4	Vergleich der Schnittbedingungen direktes (grau gestrichelt) vs. indirektes Gate (schwarz): abgebildet sind Summenspektren für zwei verschiedene Koinzidenzbedingungen aufgenommen unter $90^\circ$ ; deutlich erkennbar ist, dass im indirekt geschnittenen Spektrum die Kontamination bei 389 keV verschwindet; zudem ist auch eine $^{181}\text{Os}$ -Linie bei 400 keV nicht mehr im Spektrum enthalten (vgl. dazu Abbildung 6.9). . . . .	42
6.5	Beispiel der Lebensdauerbestimmung für kurze Lebensdauern . . . . .	48
6.6	Links: Korrekturfunktion für kurze Lebensdauern: aufgetragen sind die in der Monte-Carlo-Simulation eingepflegten Lebensdauern gegen die aus den simulierten Spektren gewonnenen Lebensdauern. Rechts: Prozentuale Abweichungen der so ermittelten Korrekturen. . . . .	49
6.7	Simulierte Spektren zur Ermittlung der Korrekturfunktion für verschiedene Target-Stopper-Abstände und Lebensdauern. . . . .	51
6.8	Auszug aus Termschema von $^{181}\text{Os}$ . . . . .	53
6.9	Auszug der $7/2[514]$ -Banden des Termschemas von $^{181}\text{Os}$ ; grau gezeichnete Übergänge deuten weitere Banden an, Quelle: [nud13]. . . . .	54
7.1	Zur Mischung zweier Zustände. . . . .	61
7.2	Schematische Darstellung zweier mischender Banden mit den Quantenzahlen $K_1$ und $K_2$ . Die jeweils mischenden Zustände haben gleichen Spin. Die $I_i$ repräsentieren Übergangswahrscheinlichkeiten (keine Intensitäten). . . . .	62

7.3	Erweitertes Casten-Dreieck [Jol01]: die offenen Kreise symbolisieren kritische Punkte (1. Ordnung) der Phasenübergänge zwischen den dynamischen Symmetrien (geschlossene Kreise); $O(6)$ ist sowohl dynamische Symmetrie als auch kritischer Punkt; gepunktete Linie ist Verlauf des einfachen Casten-Dreiecks; gestrichelte Linien symbolisieren den Verlauf des Verhaltens des kritischen Punkts innerhalb des Dreiecks; Schnittpunkt der gestrichelten Linien ist kritischer Punkt 2. Ordnung (Tripelpunkt der drei Phasen). . . . .	66
7.4	Das $X(5)$ -Energiespektrum sowie reduzierte Übergangswahrscheinlichkeiten (Pfeilstärke sowie Beschriftung bei Intrabandenübergängen in grau – jeweils links neben der Übergangsenergie); Quelle: [Bon04, Bij03]. . . . .	69
8.1	Partielles Termschema aus $^{180}\text{Os}$ (Grundzustandsbande und $\beta$ -Banden zugeordnete Zustände); Daten aus [nud13]. . . . .	72
8.2	Energien der Grundzustandsbanden im Vergleich zu den $X(5)$ -Vorhersagen. . . . .	73
8.3	Energien der $\beta$ - und $\gamma$ -Banden im Vergleich zu den $X(5)$ -Vorhersagen. . . . .	73
8.4	Relative Abweichungen der Anregungsenergien von $^{180}\text{Os}$ und $^{154}\text{Gd}$ von den $X(5)$ -Vorhersagen. . . . .	74
8.5	Vergleich der exp. Energien und $B(E2)$ -Werte mit den $X(5)$ -Vorhersagen. . . . .	75
8.6	Experimentell bestimmte Übergangsquadrupolmomente ( $Q_t$ -Werte) von $^{180}\text{Os}$ (oben); zum Vergleich: Übergangsquadrupolmomente ( $Q_t$ -Werte) von $^{176}\text{Os}$ und $^{178}\text{Os}$ (Mitte) nach [Mel11, Möl05a] und $^{150}\text{Nd}$ und $^{154}\text{Gd}$ (unten) nach [Krü02, Ton04]. . . . .	76
8.7	Energiepotentiale der GCM-Rechnung. . . . .	80
8.8	Potentiale $V(\beta, \gamma)$ der GCM-Rechnung für die drei Isotope $^{176,178,180}\text{Os}$ . . . . .	80
8.9	Vergleich der exp. Energien und $B(E2)$ -Werte mit den Ergebnissen des GCM-Fits. . . . .	81
8.10	Einordnung des Kerns $^{180}\text{Os}$ in das Casten-Dreieck auf Basis des ersten IBM-Fits (Ohne $O(6)$ -Term). . . . .	82
8.11	Verläufe relativer $B(E2)$ -Werte in Abhängigkeit der IBM-Parameter $\eta$ und $\chi$ (aus [Möl05a]). . . . .	83
8.12	Vergleich der exp. Energien und $B(E2)$ -Werte mit den Ergebnissen der IBM-Fits. . . . .	85
8.13	$B(E2)$ -Werte der Bande negativer Parität und ungeradem Spin (Bande $E$ in Abbildung 6.1; Erläuterungen im Text). . . . .	87

8.14	Backbending in der Grundbande in $^{180}\text{Os}$ verglichen mit den geraden Nachbarisotopen $^{178,182}\text{Os}$ ; Daten aus: [nud13]. . . . .	88
8.15	Anregungsenergien der Yrast-Banden in den Kernen $^{176-182}\text{Os}$ . Gepunktete Linien verbinden die Yrast-Zustände (aus optischen Gründen); mit Hochkomma gekennzeichnete Zustände sind Yrare-Niveaus. Für $^{178-180}\text{Os}$ sind angeregte Banden eingezeichnet, die Daten aus [nud13]. . . . .	89
8.16	Partielles Termschema von $^{180}\text{Os}$ . In der Arbeit ermittelte reduzierte Übergangswahrscheinlichkeiten sind abgegeben; die Pfeilstärken sind dazu proportional. . . . .	90
8.17	Ergebnisse der Mischungsrechnung . . . . .	94
8.18	Ungestörte Energien (verbunden durch gepunktete Linien) aus der Mischungsrechnung bei der Bandenkreuzung in $^{180}\text{Os}$ . . . . .	95
8.19	Nilsson-Diagramm für $82 \leq N \leq 126$ ; aus: <i>Table of Isotopes</i> [Nil13] . . . . .	96
8.20	Vergleich der exp. Energien und $B(E2)$ -Werte mit den Ergebnissen des PTRM-Fits. . . . .	99
8.21	Vergleich der exp. Energien und $B(E2)$ -Werte mit den Ergebnissen des PTRM-Fits. . . . .	100
C-1	Graphische Darstellung des Fits für die Breiteneichung . . . . .	125
D-1	Graphische Darstellung der Effizienzzeichnung. . . . .	129
F-1	Vergleich der Spektren von $^{180}\text{Os}$ und den Vorhersagen des $X(5)$ -Hamiltonians mit $a=150$ und $a=450$ . . . . .	133



# Tabellenverzeichnis

1.1	Energieverhältnisse für verschiedene Kerne der A=180-Massenregion. . . . .	3
1.2	Veröffentlichte Lebensdauermessungen für die im Text genannten Nuklide; unveröffentlichte Messungen der Kölner Plungergruppe <i>sind kursiv gesetzt</i> . . .	4
3.1	Matrixelemente der Fitpolynome in der Darstellung (3.3) . . . . .	22
4.1	Experimentelle Daten . . . . .	25
6.1	Zusammenfassung der Lebensdauern der Yrastbande in $^{180}\text{Os}$ . . . . .	45
6.2	Zusammenfassung der Lebensdauern weiterer Banden in $^{180}\text{Os}$ . . . . .	47
6.3	Zusammenfassung der Lebensdauern in $^{180}\text{Os}$ und reduzierte Übergangs- wahrscheinlichkeiten. . . . .	50
6.4	Ergebnisse der Analyse des Verzweungsverhältnisses; n.b. steht für nicht beobachtet. . . . .	52
6.5	Zusammenfassung der Lebensdauern der 1/2-[512]-Bande in $^{181}\text{Os}$ . . . . .	55
6.6	Zusammenfassung der Lebensdauern der 9/2+[624]-Bande in $^{181}\text{Os}$ . . . . .	57
6.7	Zusammenfassung der Lebensdauern in $^{181}\text{Os}$ und reduzierte Übergangs- wahrscheinlichkeiten. . . . .	58
8.1	Vergleich der relativen Übergangsstärken der Zerfälle der $\beta$ -Bande in $^{180}\text{Os}$ mit den X(5)-Vorhersagen sowie den Werten der beiden X(5)-Kerne $^{178}\text{Os}$ und $^{176}\text{Os}$ (n.b. steht für nicht beobachtet; vgl. Text für Erläuterungen). . . . .	77
8.2	Fitparameter des GCM-Fits . . . . .	79
8.3	Fitparameter des IBM-Fits ohne O(6)-Term . . . . .	82
8.4	Fitparameter des IBM-Fits nach Variation des O(6)-Terms . . . . .	84

8.5	Vergleich der relativen Übergangsstärken der Zerfälle der $\beta$ -Bande in $^{180}\text{Os}$ mit den $X(5)$ -Vorhersagen sowie den Ergebnissen des GCM- und der zwei IBM-Fits (†: Fit ohne $O(6)$ -Term, ‡: Variation des $O(6)$ -Terms; Erläuterungen im Text; n.b. steht für nicht beobachtet.) . . . . .	86
8.6	Ergebnisse der Mischungsrechnung: angenommenes $V$ sowie daraus resultierende ungestörte Energien und Mischungsparameter $\alpha^2$ und $\beta^2$ . . . . .	91
8.7	Parameter der PTRM-Rechnung. . . . .	97
C-1	Fitparameter der Breiteneichung (angepasste Funktion: $f(E) = a\sqrt{(E)} + b$ ) . . . . .	125
D-1	Intensitäten für Effizienzeichung. . . . .	127
D-2	Fitparameter für die Effizienzeichung. . . . .	128
E-1	Daten zur Analyse des Verzweigungsverhältnisses. . . . .	131
F-1	Eigenenergien des $X(5)$ -Hamiltonians berechnet für verschiedene $a$ -Werte; Erklärung im Text. Daten aus: [Cap05, nud13]. . . . .	134

## Anhänge



# Anhang A

## Wirkungsquerschnitte der gemessenenen Reaktionen

### A.1 CASCADE-Rechnung für die Reaktion $^{150}\text{Nd} + ^{36}\text{S}$

<b>CASCADE Calculation</b> <small>L<sup>A</sup>T<sub>E</sub>X Output © F. Seiffert</small> <small>code vers.: F. Pühlhofer, Nucl.Phys.A 280(1977)267</small>							Target: <b><math>^{150}\text{Nd}</math></b> Projectile: <b><math>^{36}\text{S}</math></b>				
Date of calc: 20100728			Compound Nucleus: $^{186}\text{Os}$			Vcoul.= 139.55 MeV			Lcrit.= $78\hbar$		
E	[MeV]	150.00	160.00	170.00	180.00	190.00					
Cl0	$\hbar$	35.97	51.48	62.99	72.45	77.65					
Nuc.	chan.	$\sigma$ / mb									
183Os	3n	2.33	0.52								
182Os	4n	61.58	53.34	9.55							
181Os	5n	174.30	302.24	231.54							
180Os	6n		85.54	277.33							
182Re	3np	0.85	1.43	0.15							
181Re	4np	2.20	6.37	7.95							
180Re	5np		1.49	7.89							
179W	3n $\alpha$	1.88	3.63	1.50							
178W	4n $\alpha$	1.46	5.49	10.84							
177W	5n $\alpha$		1.87	9.66							
179Ta	2np $\alpha$			0.35							
178Ta	3np $\alpha$			0.92							
175Hf	3n2 $\alpha$			0.02							
$\sigma_{\text{fusion}}$		248.09	472.47	662.04	804.59	853.48					
$\sigma_{\text{fission}}$		0.02	4.44	93.09							



# Anhang B

## Technische Angaben

### B.1 Winkelzuordnung der Detektoren des GASP-Spektrometers

Numerazione dei rivelatori al Germanio di GASP

ring 1	Riv#	0	Theta=	36.0000	Phi=	180.0000
	Riv#	1	Theta=	36.0000	Phi=	0.0000
	Riv#	2	Theta=	31.7175	Phi=	58.2825
	Riv#	3	Theta=	31.7175	Phi=	238.2825
	Riv#	4	Theta=	36.0000	Phi=	116.5650
	Riv#	5	Theta=	36.0000	Phi=	296.5650
ring 2	Riv#	6	Theta=	60.0000	Phi=	37.3774
	Riv#	7	Theta=	60.0000	Phi=	217.3774
	Riv#	8	Theta=	60.0000	Phi=	79.1877
	Riv#	9	Theta=	60.0000	Phi=	259.1877
	Riv#	10	Theta=	58.2825	Phi=	148.2825
	Riv#	11	Theta=	58.2825	Phi=	328.2825
ring3	Riv#	12	Theta=	72.0000	Phi=	0.0000
	Riv#	13	Theta=	72.0000	Phi=	180.0000
	Riv#	14	Theta=	72.0000	Phi=	116.5650
	Riv#	15	Theta=	72.0000	Phi=	296.5650

ring 4	Riv# 16	Theta= 90.0000	Phi= 26.5651
	Riv# 17	Theta= 90.0000	Phi= 206.5651
	Riv# 18	Theta= 90.0000	Phi= 58.2825
	Riv# 19	Theta= 90.0000	Phi= 238.2826
	Riv# 20	Theta= 90.0000	Phi= 90.0000
	Riv# 21	Theta= 90.0000	Phi= 270.0000
	Riv# 22	Theta= 90.0000	Phi= 148.2825
	Riv# 23	Theta= 90.0000	Phi= 328.2825
ring 5	Riv# 24	Theta= 108.0000	Phi= 0.0000
	Riv# 25	Theta= 108.0000	Phi= 180.0000
	Riv# 26	Theta= 108.0000	Phi= 116.5650
	Riv# 27	Theta= 108.0000	Phi= 296.5650
ring 6	Riv# 28	Theta= 120.0000	Phi= 37.3774
	Riv# 29	Theta= 120.0000	Phi= 217.3774
	Riv# 30	Theta= 120.0000	Phi= 79.1877
	Riv# 31	Theta= 120.0000	Phi= 259.1877
	Riv# 32	Theta= 121.7175	Phi= 148.2825
	Riv# 33	Theta= 121.7175	Phi= 328.2825
ring 7	Riv# 34	Theta= 144.0000	Phi= 180.0000
	Riv# 35	Theta= 144.0000	Phi= 0.0000
	Riv# 36	Theta= 148.2825	Phi= 58.2825
	Riv# 37	Theta= 148.2825	Phi= 238.2825
	Riv# 38	Theta= 144.0000	Phi= 116.5650
	Riv# 39	Theta= 144.0000	Phi= 296.5650



# Anhang C

## Ergebnisse der Breiteneichung

Tabelle C-1: Fitparameter der Breiteneichung (angepasste Funktion:  $f(E) = a\sqrt{(E)} + b$ )

Polarwinkel (Ringnr.)	a	b
34.6° (0)	0.0377878	0.838998
59.4° (1)	0.0379214	0.761183
90.0° (3)	0.0416459	0.866188
120.6° (5)	0.0368132	0.946555
145.4° (6)	0.0393435	0.848066

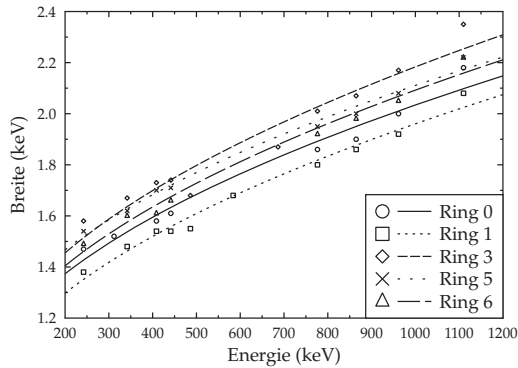


Abbildung C-1: Graphische Darstellung des Fits für die Breiteneichung, die Parameter finden sich in Tab. C-1



# Anhang D

## Ergebnisse der Effizienzeichung

Für die Eichung der Detektoreffizienz wurden in den Eichsummenspektren der Ringe 0, 1, 3, 5 und 6 die Intensitäten promonenter Linien in  $^{152}\text{Eu}$  ermittelt und diese anschließend durch die tabellierten relativen Intensitäten geteilt. Anschließend wurde mittels GnuPlot [Wil04] die Funktion

$$f(x) = a + b * x^2 + c * x^3 + d * x^4$$

an die Messwerte im interessierenden Energiebereich angefitet. Die Intensitäten sind in Tabelle D-1, die Ergebnisse des Fits in Tabelle D-2 und die grafische Darstellung in Abbildung D-1 wiedergegeben.

**Tabelle D-1:** Intensitäten für Effizienzeichung.

$E_\gamma$ (keV)	Ring 0	Ring 1	Ring 3	Ring 5	Ring 6	rel. Ints.
121,8	464399(687)	551878(748)	662628(821)	433534(664)	592471(777)	28,37
244,7	179082(432)	184178(438)	214330(475)	150952(399)	184076(440)	7,53
344,3	552614(747)	581085(766)	664815(821)	481569(699)	571555(762)	26,57
778,9	187954(438)	186577(436)	220026(475)	165075(411)	185176(437)	12,97
964,5	188217(437)	185965(434)	220850(475)	167898(413)	185731(436)	14,63
1112,1	163371(406)	161671(404)	193752(443)	146015(384)	161097(405)	13,54
1408	185182(455)	212729(462)	262310(514)	199398(447)	215810(466)	20,85

**Tabelle D-2:** Fitparameter für die Effizienzeichung.

Parameter	Wert	Fehler
a	33823.6	2059
b	-51.897	11.6
c	0.0473894	0.01797
d	-1.65159e-05	8.378e-06
a	33330.4	527.6
b	-42.9802	2.684
c	0.0303299	0.00357
d	-8.13996e-06	1.386e-06
a	39210.6	787.9
b	-53.5462	4.008
c	0.0408428	0.005331
d	-1.15413e-05	2.069e-06
a	26255.2	82.16
b	-30.0197	0.418
c	0.0203723	0.0005559
d	-5.30538e-06	2.158e-07
a	33809.6	368.6
b	-46.3745	1.875
c	0.0348399	0.002494
d	-9.75837e-06	9.679e-07

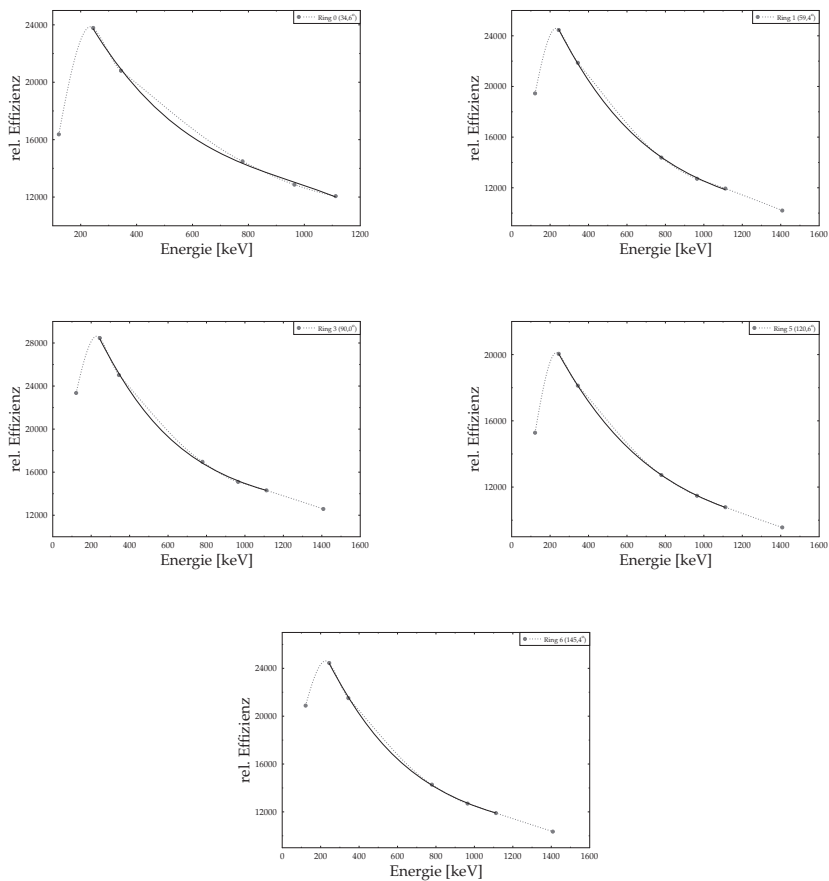


Abbildung D-1: Graphische Darstellung der Effizienzzeichnung.



# Anhang E

## Verzweigungsverhältnis des $16_1^+$

**Tabelle E-1:** Daten zur Analyse des Verzweigungsverhältnisses.

Ring	$E_\gamma$ (keV)	$I_{sh}$	$\Delta I_{sh}$	$I_{us}$	$\Delta I_{us}$	$I_{sum}$	$\Delta I_{sum}$	$I_{cal}$	$\Delta I_{cal}$	$I_{norm}$	$\Delta I_{norm}$
0	527	1844	130	166	87	2010	217	0,1167	0,0126	100	
0	395	1256	114	238	92	1494	206	0,0758	0,0105	65	25
1	527	2145	124	517	103	2662	227	0,1486	0,0127	100	
1	395	891	111	360	89	1251	200	0,0608	0,0097	41	25
3	527					1943	133	0,0941	0,0064	100	
3	395					920	131	0,0388	0,0055	41	21
5	527	1184	108	185	80	1369	188	0,0894	0,0123	100	
5	395	635	102	73	80	708	182	0,0410	0,0106	46	39
6	527	1868	129	385	97	2253	226	0,1279	0,0128	100	
6	395	882	99	111	85	993	184	0,0489	0,0091	38	29

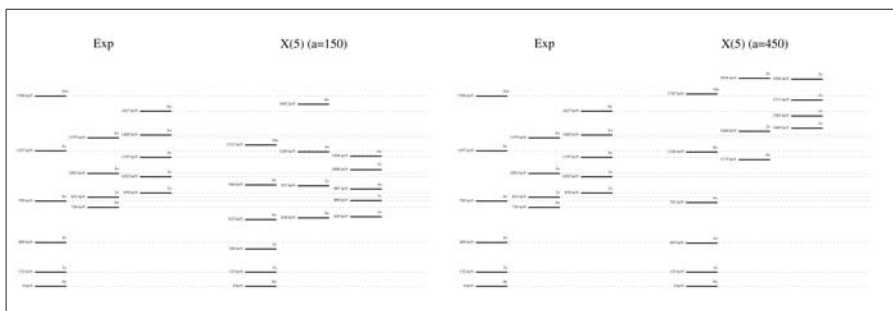




## Anhang F

### Eigenenergien des X(5)-Hamiltonians für verschiedene $a$

Wie in Abschnitt 7.4.1 erwähnt, existiert eine analytische Lösung des X(5)-Hamiltonians von Caprio [Cap05]. Die darin abgeleiteten Energieeigenwerte und Übergangswahrscheinlichkeiten sind von einem Parameter  $a$  abhängig. In der angegebenen Referenz (bzw. dem zugehörigen EPAPS-Dokument) sind entsprechende Anregungsenergien tabelliert, die in Tabelle F-1 aufgelistet sind. Um den besten  $a$ -Wert zu finden wurde die Summe der Fehlerquadrate zwei Mal berechnet: einerseits für die beste Gesamtübereinstimmung mit  $^{180}\text{Os}$ , andererseits für die beste Übereinstimmung der Grundbande. Die Ergebnisse sind in Abbildung F-1 dargestellt. In beiden Fällen ist die Übereinstimmung nicht zufriedenstellend.



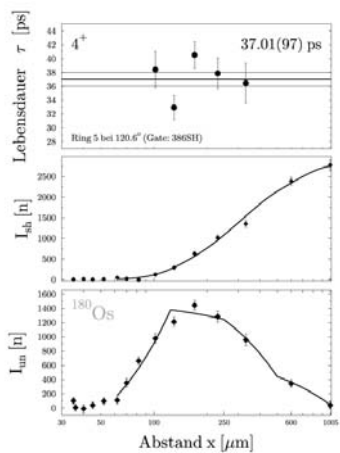
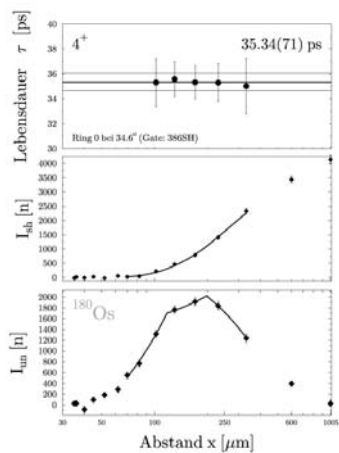
**Abbildung F-1:** Vergleich der Spektren von  $^{180}\text{Os}$  und den Vorhersagen des X(5)-Hamiltonians mit  $a=150$  und  $a=450$ .

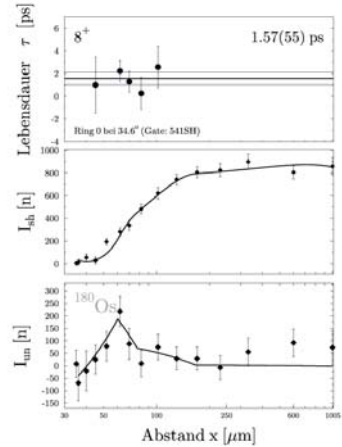
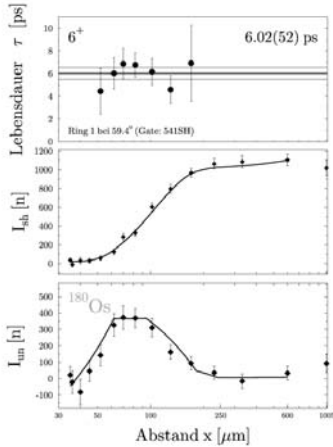
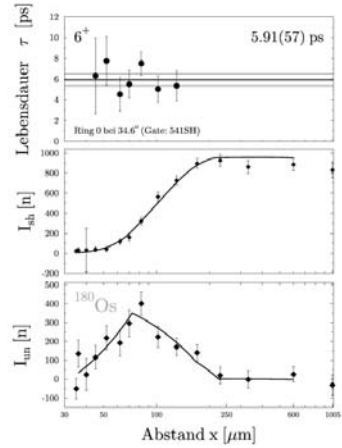
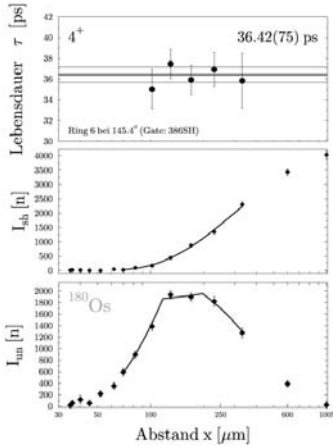
Tabelle F-1: Eigenenergien des X(5)-Hamiltonians berechnet für verschiedene  $a$ -Werte; Erklärung im Text. Daten aus: [Cap05, nud13].

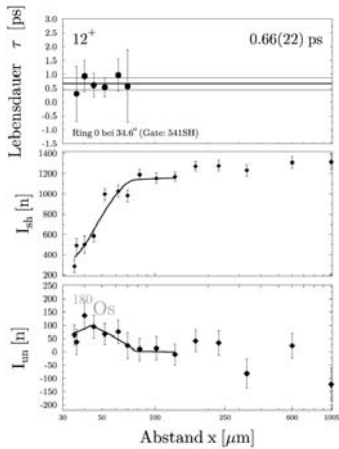
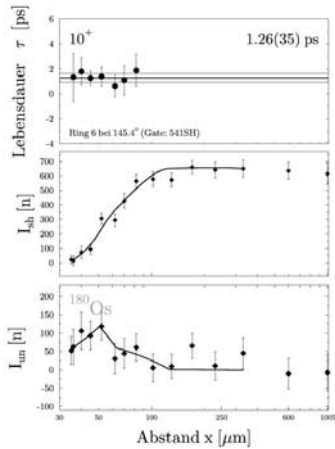
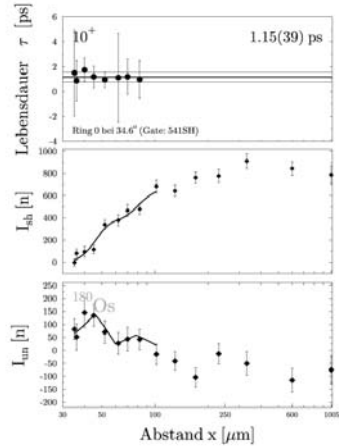
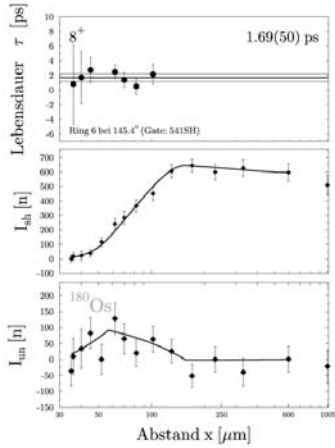
$a$	0	50	100	150	200	250	300	350	400	450	500	550	600	650	1800s	1800 <sub>sym</sub>
E(0+1)	0														0	0
E(0+2)	3,03	3,32	4,01	4,83	5,66	6,43	7,14	7,78	8,37	8,9	9,39	9,84	10,26	10,66	736	keV 5,58
E(0+3)	3,59	4,59	6,48	8,7	10,94	13,08	15,06	16,83	18,33	19,57	20,66	21,64	22,54	23,38		0,00
E(2+1)	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	1	132	keV 1
E(2+2)	2,2	2,7	3,74	4,92	6,09	7,2	8,24	9,22	10,12	10,91	11,44	11,87	12,26	12,63	831	keV 6,30
E(2+3)	4,8	5,25	6,16	7,1	7,97	8,73	9,4	10,01	10,56	11,13	11,89	12,66	13,42	14,15	870	keV 6,59
E(3+1)	3,59	4,01	4,96	6,06	7,18	8,25	9,26	10,22	11,13	11,99	12,82	13,6	14,36	15,08	1022	keV 7,74
E(4+1)	2,2	2,3	2,48	2,64	2,76	2,85	2,93	2,98	3,02	3,05	3,08	3,1	3,12	3,14	409	keV 3,10
E(4+2)	3,59	4,3	5,56	6,87	8,11	9,26	10,32	11,31	12,23	13,11	13,93	14,7	15,43	16,06	1197	keV 9,07
E(4+3)	5,17	5,93	7,71	9,8	11,04	11,99	12,8	13,49	14,11	14,65	15,15	15,61	16,06	16,54	1516	keV 11,48
E(5+1)	5,17	5,74	6,94	8,24	9,5	10,67	11,76	12,76	13,71	14,59	15,43	16,23	17	17,73	1406	keV 10,65
E(6+1)	3,59	3,85	4,3	4,72	5,06	5,32	5,53	5,69	5,81	5,92	6	6,08	6,14	6,19	795	keV 6,02
E(6+2)	5,17	6,05	7,59	9,15	10,58	11,88	13,06	14,13	15,13	16,06	16,93	17,75	18,53	19,27	1627	keV 12,33
E(6+3)	6,93	8	10,28	12,82	14,66	15,9	16,93	17,81	18,56	19,22	19,81	20,34	20,82	21,27	1877	keV 14,22
E(8+1)	5,17	5,61	6,42	7,17	7,79	8,28	8,67	8,98	9,24	9,44	9,62	9,77	9,89	10,01	1257	keV 9,52
E(10+1)	6,93	7,59	8,8	9,94	10,9	11,67	12,29	12,79	13,2	13,54	13,83	14,08	14,3	14,49	1768	keV 13,39
kl. FO	328,33	264,95	171,26	<b>126,13</b>	137,90	185,85	257,85	344,91	438,77	534,83	634,27	735,96	840,73	947,52		
kl. FO nur GSB	67,45	54,35	34,08	19,37	10,26	5,07	2,22	0,78	0,17	<b>0,04</b>	0,20	0,54	0,97	1,47		

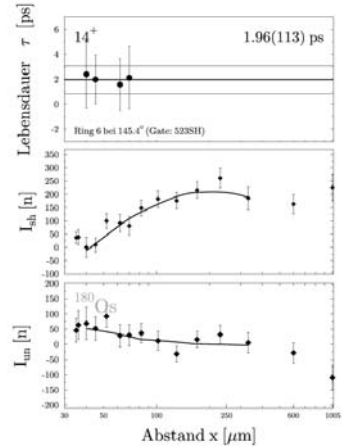
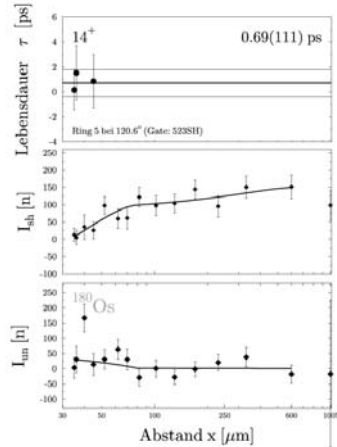
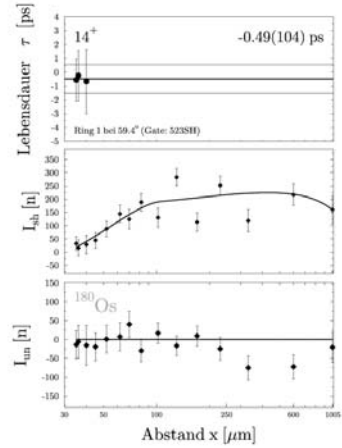
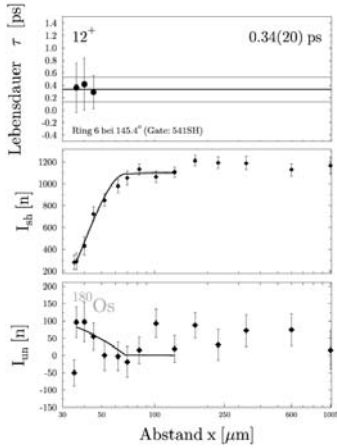
# Anhang G

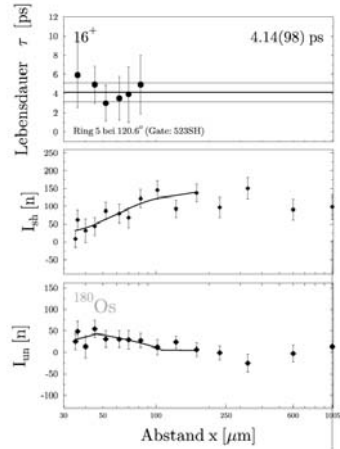
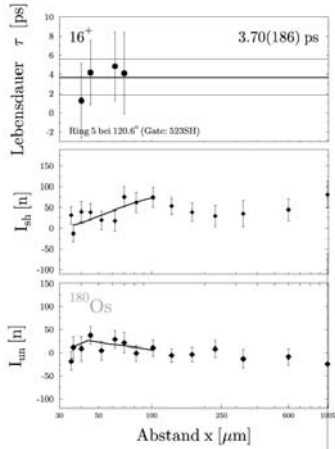
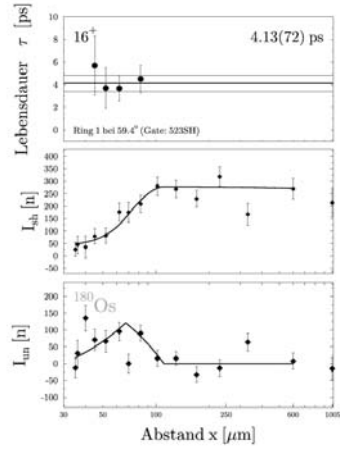
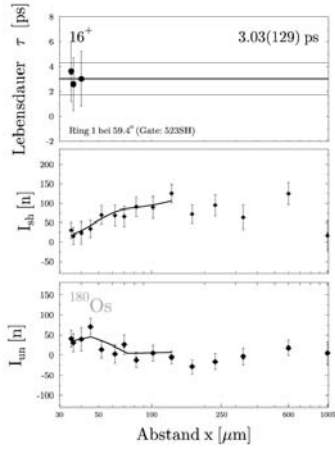
## $\tau$ -Plots

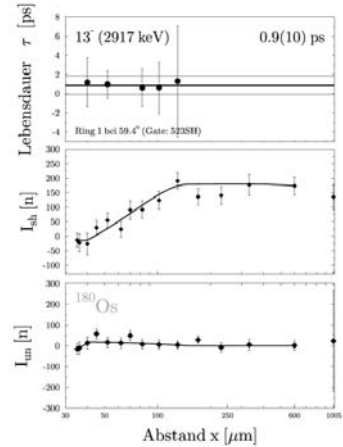
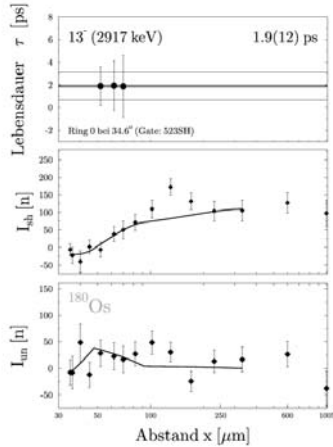
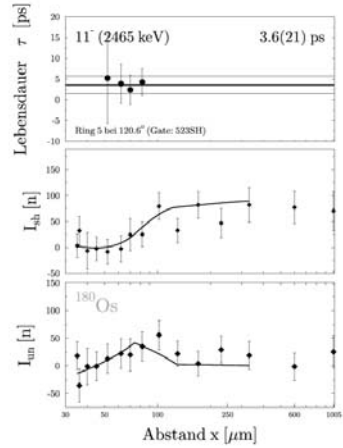
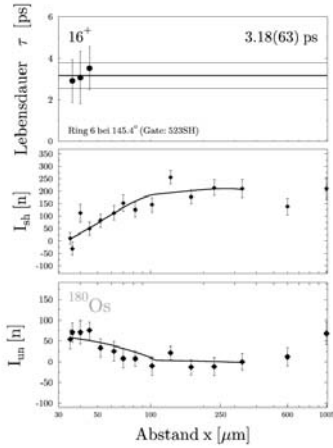




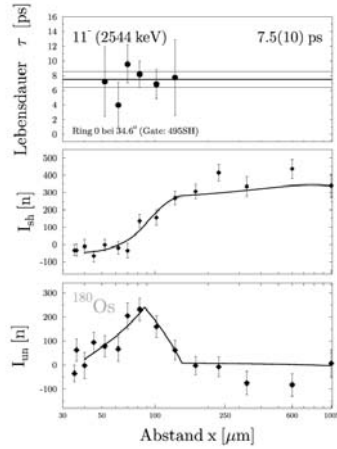
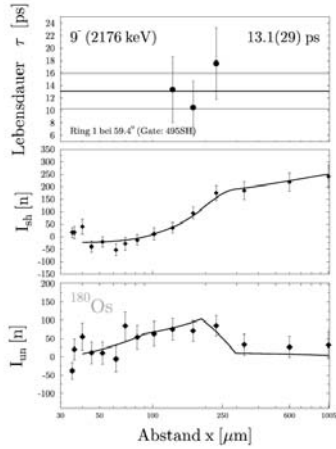
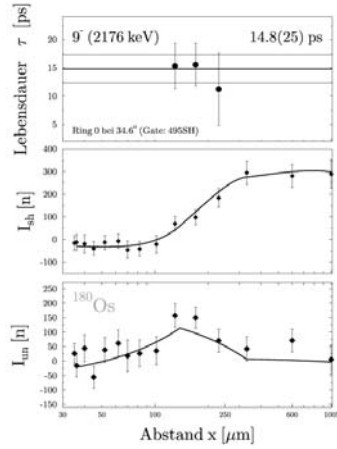
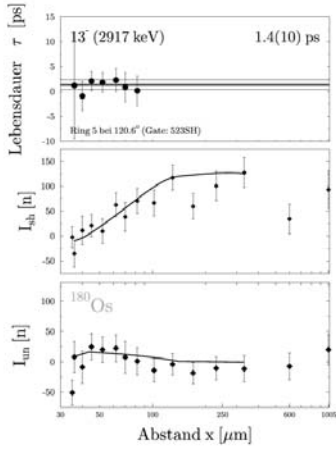


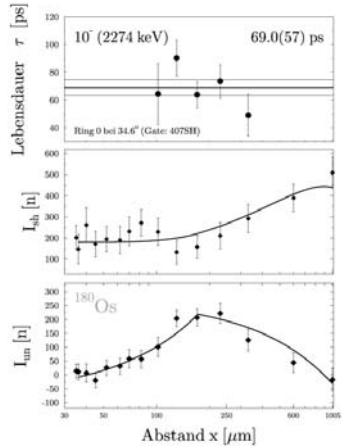
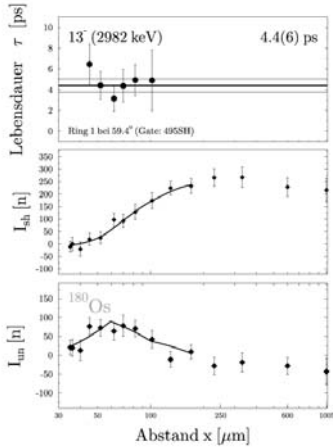
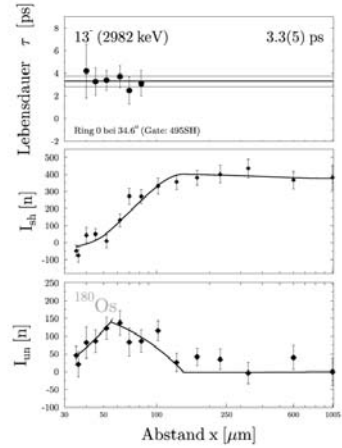
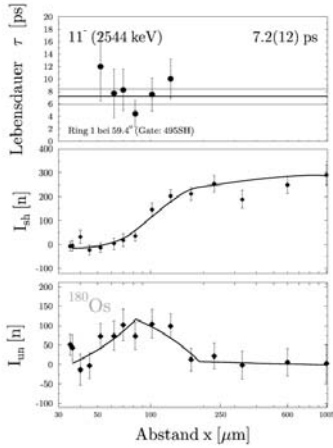


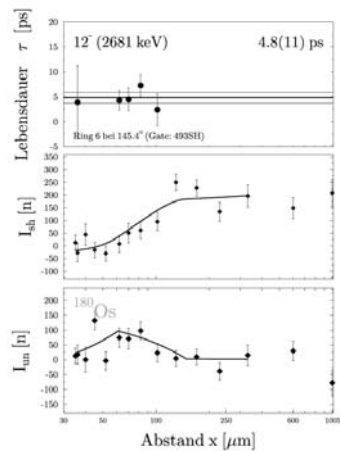
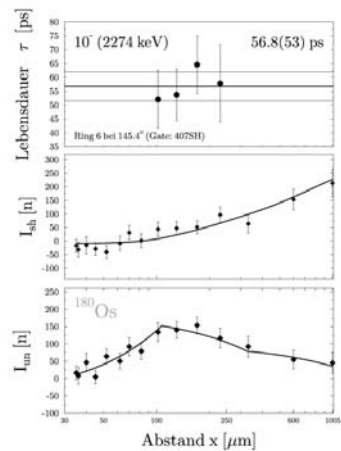
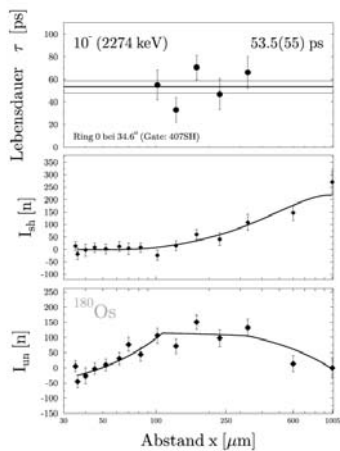
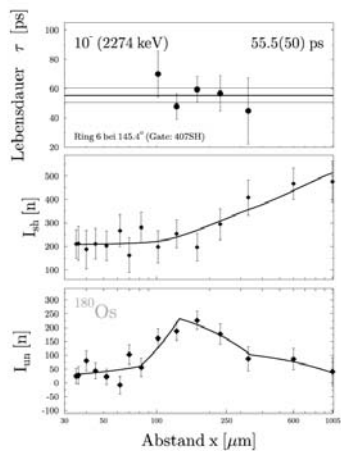


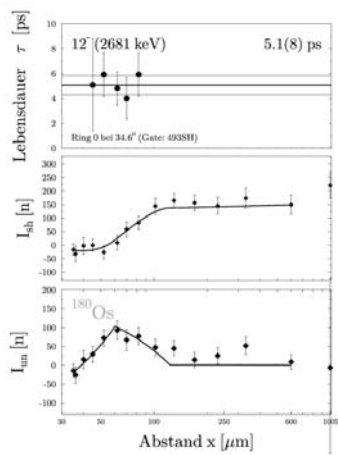


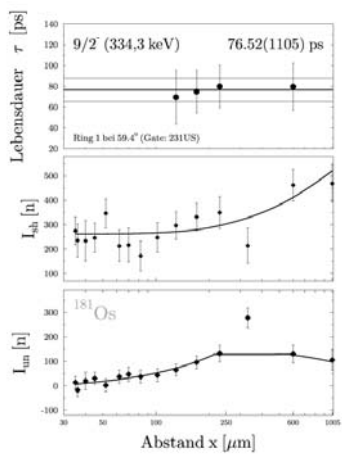
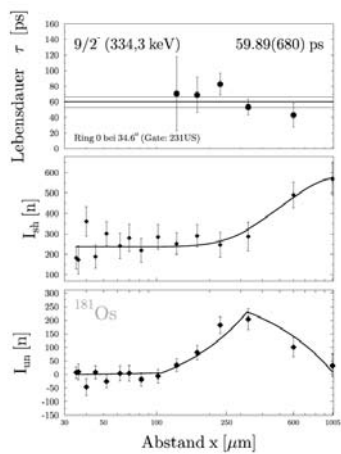


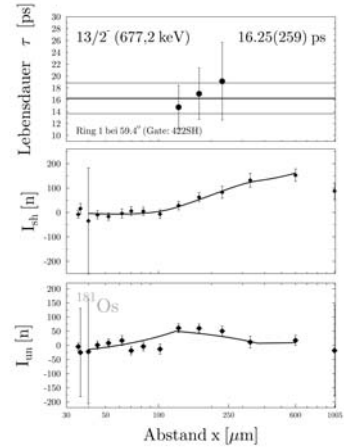
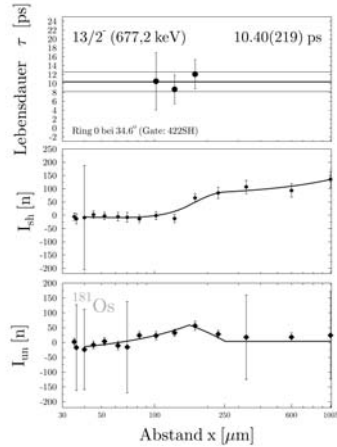
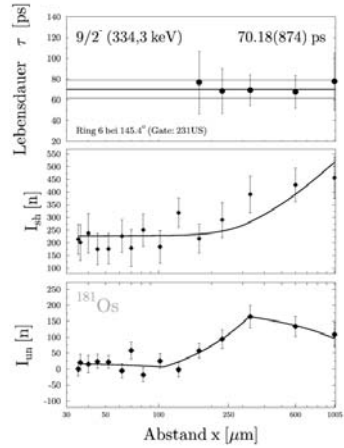
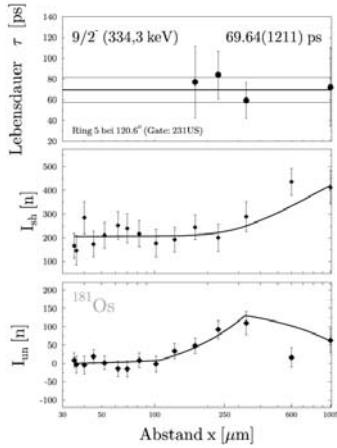


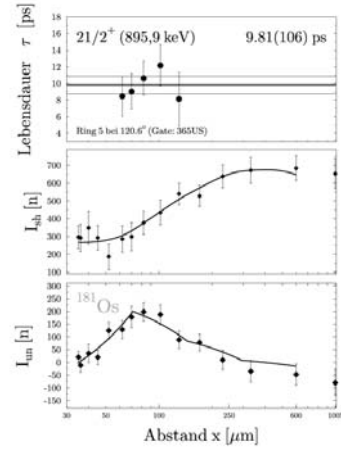
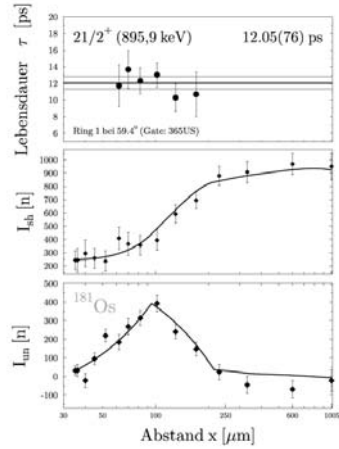
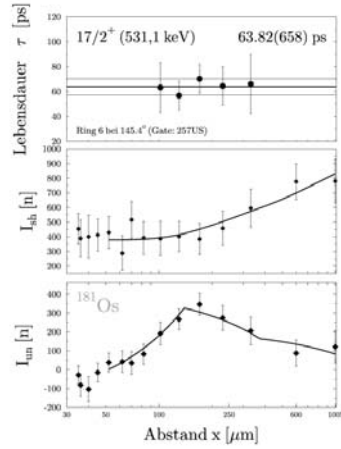
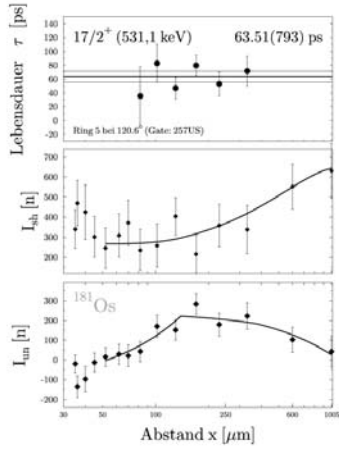


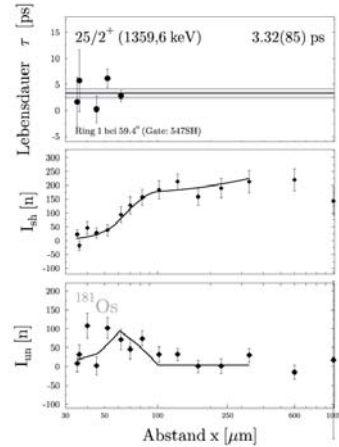
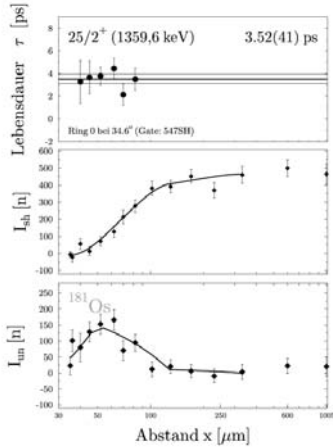
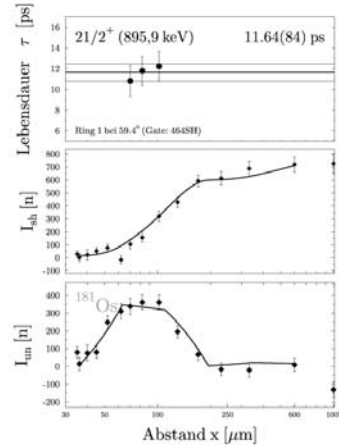
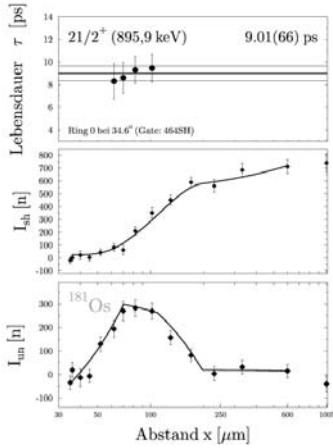




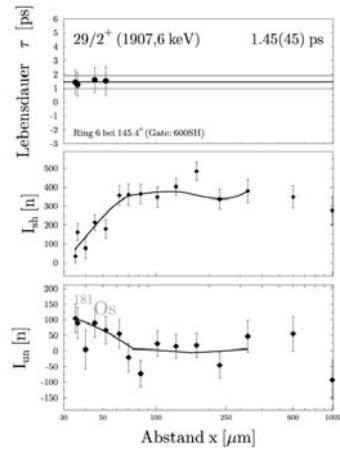
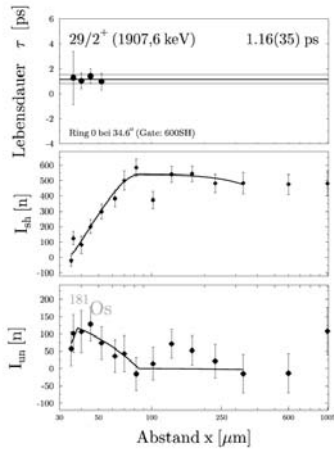
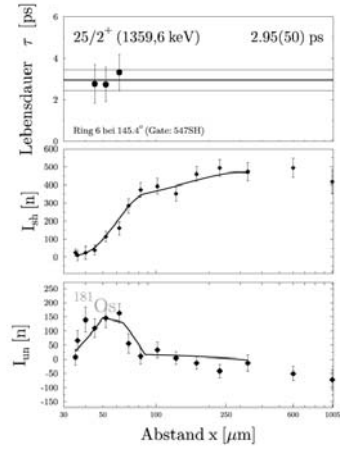
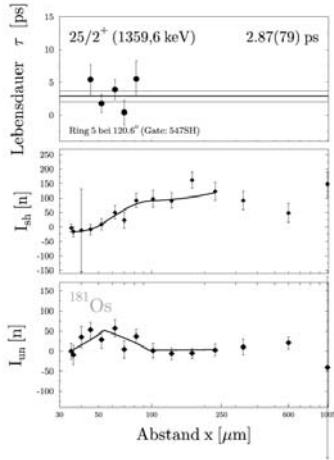














# Veröffentlichungen

Im Rahmen meiner Arbeit am Institut für Kernphysik der Universität zu Köln sind in Zusammenarbeit mit verschiedenen Gruppen nachfolgend aufgelistete Veröffentlichungen entstanden. Diejenigen Publikationen, die Teilergebnisse der vorliegenden Arbeit enthalten, sind im Abschnitt Teilveröffentlichungen den sonstigen Publikationen vorangestellt.

## Teilveröffentlichungen

- [1] T. Pissulla, A. Dewald, O. Möller, C. Ur, C. Michelagnoli, W. Rother, M. Hackstein, S. Aydin, D. Bazzacco, G. de Angelis, E. Farnea, C. Fransen, G. Frießner, A. Gadea, C. He, J. Jolie, H. Iwasaki, S. Lunardi, R. Menegazzo, D. Mengoni, D. Napoli, P. Petkov, N. Pietralla, F. Recchia, E. Sahin, G. Suliman, D. Tonev, J. Valiente Dobón, und K. Zell. Test of the X(5) Symmetry in  $^{180}\text{Os}$ . *LNL Annual Report*, page 23, 2007.
- [2] Perl-Modul: Tk-PlotDataset. Online im Internet: URL: [search.cpan.org/~itdev/Tk-PlotDataset-2.04/lib/Tk/PlotDataset.pm](http://search.cpan.org/~itdev/Tk-PlotDataset-2.04/lib/Tk/PlotDataset.pm) (Stand: 13.04.2013), 2013.
- [3] Lebensdauer-Software und Dokumentationen. Online im Internet: URL: <http://www.ikp.uni-koeln.de/plunger> (Stand: 11.11.2013), 2013.

## Sonstige Veröffentlichungen

- [4] K. Andgren, Z. Podolyák, A. Dewald, F. R. Xu, A. Algora, M. Axiotis, D. Bazzacco, P. G. Bizzeti, A. M. Bizzeti-Sona, B. Cederwall, G. d. Angelis, E. Farnea, A. Fitzler, A. Gadea, W. Gelletly, S. Lunardi, O. Möller, N. Marginean, T. Martinez, T. Pissulla, C. Rusu, C. A. Ur, R. Venturelli, P. M. Walker, und C. Wheldon. Lifetime measurements of normal deformed states in  $^{165}_{71}\text{Lu}$ . *Physical Review C*, 71:014312, Jan 2005.

- [5] P. Garrett, W. D. Kulp, J. L. Wood, D. Bandyopadhyay, S. Christen, S. Choudry, A. Dewald, A. Fitzler, C. Fransen, K. Jessen, J. Jolie, A. Kloezer, P. Kudejova, A. Kumar, S. Leshner, A. Linnemann, A. Lisetskiy, D. Martin, M. Masur, M. McEllistrem, O. Möller, M. Mynk, J. Orce, P. Pejovic, T. Pissulla, J. Regis, A. Schiller, D. Tonev, und S. Yates. Octupole and hexadecapole bands in  $^{152}\text{Sm}$ . *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 31(10):S1855, 2005.
- [6] A. Dewald, O. Möller, B. Saha, K. Jessen, A. Fitzler, B. Melon, T. Pissulla, S. Heinze, J. Jolie, K. Zell, P. von Brentano, P. Petkov, S. Harissopulos, G. De Angelis, T. Martinez, D. Napoli, N. Marginean, M. Axiotis, C. Rusu, D. Tonev, A. Gadea, Y. Zhang, D. Bazzacco, S. Lunardi, C. Ur, R. Menegazzo, und E. Farnea. Test of the critical point symmetry X (5) in the mass  $A = 180$  region. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 31(10):S1427, 2005.
- [7] K. Starosta, A. Dewald, A. Dunomes, P. Adrich, A. M. Amthor, T. Baumann, D. Bazin, M. Bowen, B. A. Brown, A. Chester, A. Gade, D. Galaviz, T. Glasmacher, T. Ginter, M. Hausmann, M. Horoi, J. Jolie, B. Melon, D. Miller, V. Moeller, R. P. Norris, T. Pissulla, M. Portillo, W. Rother, Y. Shimbara, A. Stolz, C. Vaman, P. Voss, D. Weisshaar, und V. Zelevinsky. Shape and Structure of  $N = Z$   $^{64}\text{Ge}$ : Electromagnetic Transition Rates from the Application of the Recoil Distance Method to a Knockout Reaction. *Physical Review Letters*, 99:042503, Jul 2007.
- [8] J. Ljungvall, A. Görgen, M. Girod, J.-P. Delaroche, A. Dewald, C. Dossat, E. Farnea, W. Korten, B. Melon, R. Menegazzo, A. Obertelli, R. Orlandi, P. Petkov, T. Pissulla, S. Siem, R. P. Singh, J. Srebrny, C. Theisen, C. A. Ur, J. J. Valiente-Dobón, K. O. Zell, und M. Zielińska. Shape Coexistence in Light Se Isotopes: Evidence for Oblate Shapes. *Physical Review Letters*, 100:102502, Mar 2008.
- [9] T. Grahn, A. Dewald, P. Greenlees, U. Jakobsson, J. Jolie, P. Jones, R. Julin, S. Juutinen, S. Ketelhut, T. Kröll, R. Krücken, M. Leino, P. Maierbeck, B. Melon, M. Nyman, R. Page, P. Peura, T. Pissulla, P. Rahkila, J. Sarén, C. Scholey, J. Sorri, und J. Uusitalo. Lifetime measurement in  $^{195}\text{Po}$ . *The European Physical Journal A*, 39(3):291–294, 2009.
- [10] A. Dewald, K. Starosta, P. Petkov, M. Hackstein, W. Rother, P. Adrich, A. M. Amthor, T. Baumann, D. Bazin, M. Bowen, A. Chester, A. Dunomes, A. Gade, D. Galaviz, T. Glasmacher, T. Ginter, M. Hausmann, J. Jolie, B. Melon, D. Miller, V. Moeller, R. P. Norris, T. Pissulla, M. Portillo, Y. Shimbara, A. Stolz, C. Vaman, P. Voss, und D. Weisshaar. Collectivity of neutron-rich palladium isotopes and the valence proton symmetry. *Physical Review C*, 78:051302, Nov 2008.

- [11] D. Mengoni, J. Valiente-Dobón, A. Gadea, E. Farnea, S. M. Lenzi, S. Lunardi, A. Dewald, T. Pissulla, S. Szilner, A. Stefanini, R. Broda, F. Recchia, A. Algora, L. Angus, S. Aydin, D. Bazzacco, G. Benzoni, P. Bizzeti, A. Bizzeti-Sona, P. Boutachkov, L. Corradi, F. Crespi, G. de Angelis, E. Fioretto, A. Görgen, M. Gorska, A. Gottardo, E. Grodner, A. Howard, W. Królas, S. Leoni, P. Mason, R. Menegazzo, D. Montanari, G. Montagnoli, D. Napoli, A. Obertelli, T. Pawlat, B. Rubio, E. Sahin, F. Scarlassara, J. Smith, D. Steppenbeck, C. Ur, P. Wady, und J. Wrzesiński. Lifetime measurements of excited states in neutron-rich nuclei around  $^{48}\text{Ca}$ . *Acta Physica Polonica B*, 40(3):485, 2009.
- [12] H. Iwasaki, A. Dewald, C. Fransen, A. Gelberg, M. Hackstein, J. Jolie, P. Petkov, T. Pissulla, W. Rother, und K. O. Zell. Low-Lying Neutron Intruder State in  $^{13}\text{B}$  and the Fading of the  $N = 8$  Shell Closure. *Physical Review Letters*, 102:202502, May 2009.
- [13] J. J. Valiente-Dobón, D. Mengoni, A. Gadea, E. Farnea, S. M. Lenzi, S. Lunardi, A. Dewald, T. Pissulla, S. Szilner, R. Broda, F. Recchia, A. Algora, L. Angus, D. Bazzacco, G. Benzoni, P. G. Bizzeti, A. M. Bizzeti-Sona, P. Boutachkov, L. Corradi, F. Crespi, G. de Angelis, E. Fioretto, A. Görgen, M. Gorska, A. Gottardo, E. Grodner, B. Guiot, A. Howard, W. Królas, S. Leoni, P. Mason, R. Menegazzo, D. Montanari, G. Montagnoli, D. R. Napoli, A. Obertelli, T. Pawlat, G. Pollarolo, B. Rubio, E. Şahin, F. Scarlassara, R. Silvestri, A. M. Stefanini, J. F. Smith, D. Steppenbeck, C. A. Ur, P. T. Wady, J. Wrzesiński, E. Maglione, und I. Hamamoto. Lifetime Measurements of the Neutron-Rich  $N = 30$  Isotones  $^{50}\text{Ca}$  and  $^{51}\text{Sc}$ : Orbital Dependence of Effective Charges in the  $fp$  Shell. *Physical Review Letters*, 102:242502, Jun 2009.
- [14] D. O'Donnell, T. Grahn, D. T. Joss, J. Simpson, C. Scholey, K. Andgren, L. Bianco, B. Cederwall, D. M. Cullen, A. Dewald, E. Ganioglu, M. B. G. Hornillos, P. T. Greenlees, B. Hadinia, H. Iwasaki, U. Jakobsson, J. Jolie, P. Jones, D. S. Judson, R. Julin, S. Juutinen, S. Ketelhut, M. Labiche, M. Leino, N. M. Lumley, P. J. R. Mason, O. Möller, P. Nieminen, M. Nyman, R. D. Page, J. Pakarinen, E. S. Paul, M. Petri, A. Petts, P. Peura, N. Pietrala, T. Pissulla, P. Rahkila, P. Ruotsalainen, M. Sandzelius, P. J. Sapple, J. Sarén, J. Sorri, J. Thomson, J. Uusitalo, und H. V. Watkins. Spectroscopy of the neutron-deficient nucleus  $^{167}\text{Os}_{91}$ . *Physical Review C*, 79:064309, Jun 2009.
- [15] T. Grahn, A. Petts, M. Scheck, P. A. Butler, A. Dewald, M. B. G. Hornillos, P. T. Greenlees, A. Görgen, K. Helariutta, J. Jolie, P. Jones, R. Julin, S. Juutinen, S. Ketelhut, R. Krücken, T. Kröll, M. Leino, J. Ljungvall, P. Maierbeck, B. Melon, M. Nyman, R. D. Page, T. Pissulla, P. Rahkila, J. Sarén, C. Scholey, A. Semchenkov, J. Sorri, J. Uusitalo, R. Wadsworth, und M. Zielińska. Evolution of collectivity in  $^{180}\text{Hg}$  and  $^{182}\text{Hg}$ . *Physical Review C*, 80:014324, Jul 2009.

- [16] T. Grahn, A. Dewald, P. T. Greenlees, U. Jakobsson, J. Jolie, P. Jones, R. Julin, S. Juutinen, S. Ketelhut, T. Kröll, R. Krücken, M. Leino, P. Maierbeck, B. Melon, M. Nyman, R. D. Page, P. Peura, T. Pissulla, P. Rahkila, J. Sarén, C. Scholey, J. Sorri, J. Uusitalo, M. Bender, und P. H. Heenen. Collectivity of  $^{196}\text{Po}$  at low spin. *Physical Review C*, 80:014323, Jul 2009.
- [17] D. Radeck, A. Blazhev, M. Albers, C. Bernards, A. Dewald, C. Fransen, M. Heidemann, J. Jolie, B. Melon, D. Mücher, T. Pissulla, W. Rother, K. O. Zell, und O. Möller. First measurement of lifetimes in the yrast band of  $^{100}\text{Pd}$ . *Physical Review C*, 80:044331, Oct 2009.
- [18] P. Mason, D. Cullen, C. Scholey, A. Dewald, O. Möller, H. Iwasaki, T. Pissulla, W. Rother, J. Dare, P. Greenlees, U. Jakobsson, P. Jones, R. Julin, S. Juutinen, S. Ketelhut, M. Leino, N. Lumley, B. Niclasen, M. Nyman, P. Peura, A. Puurunen, P. Rahkila, P. Ruotsalainen, J. Sorri, J. Sarén, J. Uusitalo, und F. Xu. Isomer-tagged differential-plunger measurements in proton-unbound  $^{144}\text{Ho}$ . *Physics Letters B*, 683(1):17–20, 2010.
- [19] M. Scheck, T. Grahn, A. Petts, P. A. Butler, A. Dewald, L. P. Gaffney, M. B. G. Hornillos, A. Görgen, P. T. Greenlees, K. Helariutta, J. Jolie, P. Jones, R. Julin, S. Juutinen, S. Ketelhut, T. Kröll, R. Krücken, M. Leino, J. Ljungvall, P. Maierbeck, B. Melon, M. Nyman, R. D. Page, J. Pakarinen, E. S. Paul, T. Pissulla, P. Rahkila, J. Sarén, C. Scholey, A. Semchenkov, J. Sorri, J. Uusitalo, R. Wadsworth, und M. Zielińska. Lifetimes of odd-spin yrast states in  $^{182}\text{Hg}$ . *Physical Review C*, 81:014310, Jan 2010.
- [20] D. Mengoni, J. Valiente-Dobón, A. Gadea, S. Lenzi, S. Lunardi, R. Broda, A. Dewald, T. Pissulla, L. Angus, S. Aydin, D. Bazzacco, G. Benzoni, P. Bizzeti, A. Bizzeti-Sona, L. Corradi, F. Crespi, G. de Angelis, E. Farnea, E. Fioretto, A. Goergen, A. Gottardo, E. Grodner, W. Królas, S. Leoni, P. Mason, D. Montanari, G. Montagnoli, D. Napoli, A. Obertelli, T. Pawłat, G. Pollaro, F. Recchia, A. Algora, B. Rubio, E. Sahin, F. Scarlassara, J. Smith, A. Stefanini, S. Szilner, C. Ur, P. Wady, und J. Wrzesiński. Evolution of the Ar isotopic chain: the N=28 shell gap south of  $^{48}\text{Ca}$ . *Nuclear Physics A*, 834(1–4):69c–71c, 2010. The 10th International Conference on Nucleus-Nucleus Collisions (NN2009).
- [21] M. G. Procter, D. M. Cullen, C. Scholey, B. Niclasen, P. J. R. Mason, S. V. Rigby, J. A. Dare, A. Dewald, P. T. Greenlees, H. Iwasaki, U. Jakobsson, P. M. Jones, R. Julin, S. Juutinen, S. Ketelhut, M. Leino, N. M. Lumley, O. Möller, M. Nyman, P. Peura, T. Pissulla, A. Puurunen, P. Rahkila, W. Rother, P. Ruotsalainen, J. Sarén, J. Sorri, und J. Uusitalo. Lifetime measurements and shape coexistence in  $^{144}\text{Dy}$ . *Physical Review C*, 81:054320, May 2010.

- [22] J. Ljungvall, A. Görgen, A. Obertelli, W. Korten, E. Clément, G. de France, A. Bürger, J.-P. Delaroche, A. Dewald, A. Gadea, L. Gaudefroy, M. Girod, M. Hackstein, J. Libert, D. Mengoni, F. Nowacki, T. Pissulla, A. Poves, F. Recchia, M. Rejmund, W. Rother, E. Sahin, C. Schmitt, A. Shrivastava, K. Sieja, J. J. Valiente-Dobón, K. O. Zell, und M. Zielińska. Onset of collectivity in neutron-rich Fe isotopes: Toward a new island of inversion? *Physical Review C*, 81:061301, Jun 2010.
- [23] D. Mengoni, J. J. Valiente-Dobón, A. Gadea, S. Lunardi, S. M. Lenzi, R. Broda, A. Dewald, T. Pissulla, L. J. Angus, S. Aydin, D. Bazzacco, G. Benzoni, P. G. Bizzeti, A. M. Bizzeti-Sona, P. Boutachkov, L. Corradi, F. Crespi, G. de Angelis, E. Farnea, E. Fioretto, A. Goergen, M. Gorska, A. Gottardo, E. Grodner, A. M. Howard, W. Królas, S. Leoni, P. Mason, D. Montanari, G. Montagnoli, D. R. Napoli, A. Obertelli, R. Orlandi, T. Pawlat, G. Pollaro, F. Recchia, A. Algora, B. Rubio, E. Sahin, F. Scarlassara, R. Silvestri, J. F. Smith, A. M. Stefanini, D. Steppenbeck, S. Szilner, C. A. Ur, P. T. Wady, und J. Wrzesiński. Lifetime measurements of excited states in neutron-rich  $^{44,46}\text{Ar}$  populated via a multinucleon transfer reaction. *Physical Review C*, 82:024308, Aug 2010.
- [24] K. A. Gladnishki, G. Rainovski, P. Petkov, J. Jolie, N. Pietralla, A. Blazhev, A. Damyanova, M. Danchev, A. Dewald, C. Fransen, M. Hackstein, D. Karagoyozov, O. Möller, T. Pissulla, M. Reese, W. Rother, und R. Topchiyska. Search for one-phonon mixed-symmetry states in the radioactive nucleus  $^{140}\text{Nd}$ . *Physical Review C*, 82:037302, Sep 2010.
- [25] W. Rother, A. Dewald, H. Iwasaki, S. M. Lenzi, K. Starosta, D. Bazin, T. Baugher, B. A. Brown, H. L. Crawford, C. Fransen, A. Gade, T. N. Ginter, T. Glasmacher, G. F. Grinyer, M. Hackstein, G. Ilie, J. Jolie, S. McDaniel, D. Miller, P. Petkov, T. Pissulla, A. Ratkiewicz, C. A. Ur, P. Voss, K. A. Walsh, D. Weisshaar, und K.-O. Zell. Enhanced Quadrupole Collectivity at  $N = 40$ : The Case of Neutron-Rich Fe Isotopes. *Physical Review Letters*, 106:022502, Jan 2011.
- [26] D. Montanari, S. Leoni, D. Mengoni, G. Benzoni, N. Blasi, G. Bocchi, P. Bortignon, A. Bracco, F. Camera, G. Colò, A. Corsi, F. Crespi, B. Million, R. Nicolini, O. Wieland, J. Valiente-Dobon, L. Corradi, G. de Angelis, F. D. Vedova, E. Fioretto, A. Gadea, D. Napoli, R. Orlandi, F. Recchia, E. Sahin, R. Silvestri, A. Stefanini, R. Singh, S. Szilner, D. Bazzacco, E. Farnea, R. Menegazzo, A. Gottardo, S. Lenzi, S. Lunardi, G. Montagnoli, F. Scarlassara, C. Ur, G. L. Bianco, A. Zucchiatti, M. Kmiecik, A. Maj, W. Meczynski, A. Dewald, T. Pissulla, und G. Pollaro. Probing the nature of particle-core couplings in  $^{49}\text{Ca}$  with  $\gamma$  spectroscopy and heavy-ion transfer reactions. *Physics Letters B*, 697(4):288–293, 2011.

- [27] A. Dijon, E. Clément, G. de France, P. Van Isacker, J. Ljungvall, A. Görgen, A. Obertelli, W. Korten, A. Dewald, A. Gadea, L. Gaudefroy, M. Hackstein, D. Mengoni, T. Pissulla, F. Recchia, M. Rejmund, W. Rother, E. Sahin, C. Schmitt, A. Shrivastava, J. J. Valiente-Dobón, K. O. Zell, und M. Zielińska. Lifetime measurements in  $^{63}\text{Co}$  and  $^{65}\text{Co}$ . *Physical Review C*, 83:064321, Jun 2011.
- [28] M. Procter, D. Cullen, C. Scholey, P. Ruotsalainen, L. Angus, T. Bäck, B. Cederwall, A. Dewald, C. Fransen, T. Grahn, P. Greenlees, M. Hackstein, U. Jakobsson, P. Jones, R. Julin, S. Juutinen, S. Ketelhut, M. Leino, R. Liotta, N. Lumley, P. Mason, P. Nieminen, M. Nyman, J. Pakarinen, T. Pissulla, P. Peura, P. Rahkila, J. Revill, S. Rigby, W. Rother, M. Sandzelius, J. Sarén, J. Sorri, M. Taylor, J. Uusitalo, P. Wady, C. Qi, und F. Xu. Anomalous transition strength in the proton-unbound nucleus. *Physics Letters B*, 704(3):118–122, 2011.
- [29] W. Rother, A. Dewald, G. Pascovici, C. Fransen, G. Frießner, M. Hackstein, G. Ilie, H. Iwasaki, J. Jolie, B. Melon, P. Petkov, M. Pfeiffer, T. Pissulla, K.-O. Zell, U. Jakobsson, R. Julin, P. Jones, S. Ketelhut, P. Nieminen, P. Peura, P. Rahkila, J. Uusitalo, C. Scholey, S. Harissopulos, A. Lagoyannis, T. Konstantinopoulos, T. Grahn, und D. Balabanski. A new recoil distance technique using low energy coulomb excitation in inverse kinematics. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 654(1):196–205, 2011.
- [30] A. Gadea, E. Farnea, J. Valiente-Dobón, B. Million, D. Mengoni, D. Bazzacco, F. Recchia, A. Dewald, T. Pissulla, W. Rother, G. de Angelis, A. Austin, S. Aydin, S. Badoer, M. Bellato, G. Benzoni, L. Berti, R. Beunard, B. Birkenbach, E. Bissiato, N. Blasi, C. Boiano, D. Bortolato, A. Bracco, S. Brambilla, B. Bruyneel, E. Calore, F. Camera, A. Capsoni, J. Chavas, P. Cocconi, S. Coelli, A. Colombo, D. Conventi, L. Costa, L. Corradi, A. Corsi, A. Cortesi, F. Crespi, N. Dosme, J. Eberth, S. Fantinel, C. Fanin, E. Fioretto, C. Fransen, A. Giaz, A. Gottardo, X. Grave, J. Grebosz, R. Griffiths, E. Grodner, M. Gulmini, T. Habermann, C. He, H. Hess, R. Isocrate, J. Jolie, P. Jones, A. Latina, E. Legay, S. Lenzi, S. Leoni, F. Lelli, D. Lersch, S. Lunardi, G. Maron, R. Menegazzo, C. Michelagnoli, P. Molini, G. Montagnoli, D. Montanari, O. Möller, D. Napoli, M. Nicoletto, R. Nicolini, M. Ozille, G. Pascovici, R. Peghin, M. Pignanelli, V. Pucknell, A. Pullia, L. Ramina, G. Rampazzo, M. Rebeschini, P. Reiter, S. Riboldi, M. Rigato, C. R. Alvarez, D. Rosso, G. Salvato, J. Strachan, E. Sahin, F. Scarlassara, J. Simpson, A. Stefanini, O. Stezowski, F. Tomasi, N. Toniolo, A. Triossi, M. Turcato, C. Ur, V. Vandone, R. Venturelli, F. Veronese, C. Veyssiere, E. Viscione, O. Wieland, A. Wiens, F. Zocca, und A. Zucchiatti. Conceptual design and infrastructure for the installation of the first AGATA sub-array



at LNL. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 654(1):88–96, 2011.

- [31] H. Watkins, D. T. Joss, T. Grahm, R. D. Page, R. J. Carroll, A. Dewald, P. T. Greenlees, M. Hackstein, R. D. Herzberg, U. Jakobsson, P. M. Jones, R. Julin, S. Juutinen, S. Ketelhut, T. Kröll, R. Krücken, M. Labiche, M. Leino, N. Lumley, P. Maierbeck, M. Nyman, P. Nieminen, D. O'Donnell, J. Ollier, J. Pakarinen, P. Peura, T. Pissulla, P. Rahkila, J. P. Revill, W. Rother, P. Ruotsalainen, S. V. Rigby, J. Sarén, P. J. Sapple, M. Scheck, C. Scholey, J. Simpson, J. Sorri, J. Uusitalo, und M. Venhart. Lifetime measurements probing triple shape coexistence in  $^{175}\text{Au}$ . *Physical Review C*, 84:051302, Nov 2011.
- [32] K. Gladnishki, P. Petkov, A. Dewald, C. Fransen, M. Hackstein, J. Jolie, T. Pissulla, W. Rother, und K. Zell. Yrast electromagnetic transition strengths and shape coexistence in  $^{182}\text{Pt}$ . *Nuclear Physics A*, 877(0):19–34, 2012.
- [33] D. Montanari, S. Leoni, D. Mengoni, J. J. Valiente-Dobon, G. Benzoni, N. Blasi, G. Bocchi, P. F. Bortignon, S. Bottoni, A. Bracco, F. Camera, P. Casati, G. Colò, A. Corsi, F. C. L. Crespi, B. Million, R. Nicolini, O. Wieland, D. Bazzacco, E. Farnea, G. Germogli, A. Gottardo, S. M. Lenzi, S. Lunardi, R. Menegazzo, G. Montagnoli, F. Recchia, F. Scarlassara, C. Ur, L. Corradi, G. de Angelis, E. Fioretto, D. R. Napoli, R. Orlandi, E. Sahin, A. M. Stefanini, R. P. Singh, A. Gadea, S. Szilner, M. Kmiecik, A. Maj, W. Meczynski, A. Dewald, T. Pissulla, und G. Pollarolo.  $\gamma$  spectroscopy of calcium nuclei around doubly magic  $^{48}\text{Ca}$  using heavy-ion transfer reactions. *Physical Review C*, 85:044301, Apr 2012.
- [34] M. Niikura, B. Mouginot, S. Franchoo, I. Matea, I. Stefan, D. Verney, F. Azaiez, M. Asie, P. Bednarczyk, C. Borcea, A. Burger, G. Burgunder, A. Buta, L. Cáceres, E. Clément, L. Coquard, G. de Angelis, G. de France, F. de Oliveira Santos, A. Dewald, A. Dijon, Z. Dombradi, E. Fiori, C. Fransen, G. Friessner, L. Gaudefroy, G. Georgiev, S. Grévy, M. Hackstein, M. N. Harakeh, F. Ibrahim, O. Kamalou, M. Kmiecik, R. Lozeva, A. Maj, C. Mihai, O. Möller, S. Myalski, F. Negoita, D. Pantelica, L. Perrot, T. Pissulla, F. Rotaru, W. Rother, J. A. Scarpaci, C. Stodel, J. C. Thomas, und P. Ujic. First direct lifetime measurement of the  $2_1^+$  state in  $^{72,74}\text{Zn}$ : New evidence for a shape transition between  $N = 40$  and  $N = 42$  close to  $Z = 28$ . *Physical Review C*, 85:054321, May 2012.
- [35] M. G. Procter, D. M. Cullen, C. Scholey, P. Ruotsalainen, L. Angus, T. Bäck, B. Cederwall, A. Dewald, C. Fransen, T. Grahm, P. T. Greenlees, M. Hackstein, U. Jakobsson, P. M. Jones, R. Julin, S. Juutinen, S. Ketelhut, M. Leino, R. Liotta, N. M. Lumley, P. J. R. Mason, P. Nieminen, M. Nyman, J. Pakarinen, T. Pissulla, P. Peura, P. Rahkila, J. Revill, S. V. Rigby, W. Rother, M. Sandzelius, J. Sarén, J. Sorri, M. J. Taylor, J. Uusitalo, P. Wady,

- C. Qi, und F. R. Xu. Electromagnetic transition strengths in  $^{109}_{52}\text{Te}$ . *Physical Review C*, 86:034308, Sep 2012.
- [36] K. Gladnishki, P. Petkov, A. Dewald, O. Möller, I. Deloncle, D. Tonev, M. Reese, C. Fransen, M. Hackstein, J. Jolie, T. Pissulla, W. Rother, und K. Zell. Plunger lifetimes and electromagnetic transition strengths in odd  $^{167}\text{Yb}$ . *Nuclear Physics A*, 903(0):1–17, 2013.

# Danksagungen

Mein besonderer Dank gilt:

- Priv.-Doz. Dr. Alfred Dewald für die Vergabe des Themas, sein Verständnis, die Betreuung in jeder Phase und sein großes Interesse am Gelingen dieser Arbeit
- Prof. Dr. Jan Jolie für die Möglichkeit in einer sehr frühen Phase meines Studiums in seiner Arbeitsgruppe mitzuarbeiten und seine langjährige Unterstützung
- Prof. Dr. Pavel Petkov für die unermüdliche Unterstützung in den vergangenen Jahren und seine wertvollen Berechnungen im Rahmen dieser Arbeit
- Dr. Barbara Melon und Dr. Oliver Möller für die Einführung in die „hohe Kunst“ der Plungerdaten-Analyse und die phantastische Atmosphäre in Zimmer 209
- Dr. Matthias Hackstein für wertvolle (nächtliche) Diskussionen
- Dr. Stefan Heinze, Dr. Gunnar Frießner und Dipl.-Phys. Tim Thomas für die Einführung in `Arbmodel` und diverse Erklärungen zum IBM
- Dr. Matthias Hackstein und Dr. Wolfram Rother für das Korrekturlesen des Manuskripts
- anderen Weggefährten und ehemaligen Kollegen für die wunderschöne Zeit im IKP
- den (ehemaligen) Mitarbeitern der INFN – Laboratori Nazionali di Legnaro, insb. Caterina Michelagnoli und Calin Ur, für die Unterstützung bei der Durchführung der Messung und bei der Sortierung der Daten



# Erklärung

Ich versichere, dass ich die von mir vorgelegte Dissertation selbstständig angefertigt, die benutzten Quellen und Hilfsmittel vollständig angegeben und die Stellen der Arbeit – einschließlich Tabellen und Abbildungen –, die anderen Werken, im Wortlaut oder dem Sinn nach entnommen sind, in jedem Einzelfall als Entlehnung kenntlich gemacht habe; dass diese Dissertation noch keiner anderen Fakultät oder Universität zur Prüfung vorgelegen hat; dass sie – abgesehen von den weiter oben aufgelisteten Teilveröffentlichungen – noch nicht veröffentlicht worden ist sowie, dass ich eine solche Veröffentlichung vor Abschluss des Promotionsverfahrens nicht vornehmen werde. Die Bestimmungen der Promotionsordnung sind mir bekannt. Die von mir vorgelegte Dissertation wurde von Priv.-Doz. Dr. Alfred Dewald betreut.



# Lebenslauf

<b>Name</b>	Thomas Pissulla	
<b>Anschrift</b>	Hültzplatz 4, 50933 Köln	
<b>Geburtsdatum, -ort</b>	15. Januar 1981, Altdöbern	
<b>Familienstand, Kinder</b>	verheiratet, 3 Kinder	
<b>Nationalität</b>	deutsch	
<b>Schulausbildung</b>	1987–1993	Grundschule Lübbenau/Spreewald
	1993–2000	Paul-Fahlich-Gymnasium Lübbenau/Spreewald
	2000–2001	Zivildienst
<b>Hochschulstudium</b>	2001–2008	Universität zu Köln (Studium: Physik Diplom) Thema der Diplomarbeit: „Die neue Plunger-Regelung & Lebensdauern in $^{180}\text{Os}$ “
<b>Arbeitsverhältnisse am IKP</b>	2002–2008	studentische Hilfskraft
	2008–2010	wissenschaftlicher Mitarbeiter
<b>sonst. Arbeitsverhältnisse</b>	2010 seit 2011	Bundesamt für Strahlenschutz Bundesministerium für Umwelt, Naturschutz und Reaktorsicherheit